

Aus der Klinik und Poliklinik für Radiologie
Klinik der Ludwig-Maximilians-Universität München

Direktor: Prof. Dr. med. Jens Ricke

OPTIMIERUNG DER COMPUTERTOMOGRAPHIE MIT PHOTONENZÄHLENDEN DETEKTOREN DURCH SPEKTRALE FILTERUNG

Dissertation
zum Erwerb des Doktorgrades der Naturwissenschaften
an der Medizinischen Fakultät der
Ludwig-Maximilians-Universität zu München



vorgelegt von
Christoph Polster
aus Nordhausen

2019

Mit Genehmigung der Medizinischen Fakultät
der Universität München

BETREUER:

Prof. Dr. rer. nat. Dr. habil. med. Olaf Dietrich

ZWEITGUTACHTER:

Prof. Dr. rer. nat. Sibylle Ziegler

DEKAN:

Prof. Dr. med. dent. Reinhard Hickel

TAG DER MÜNDLICHEN PRÜFUNG:

22.10.2020

ABSTRACT

Optimization of computed tomography with photon-counting detectors by spectral pre-filtration

INTRODUCTION

Computed tomography (CT) is a powerful tool for medical imaging allowing for fast and reliable diagnoses in disciplines like emergency treatment or oncology. CT is an x-ray-based tomographic method, where an x-ray tube and a detector are mounted on a rotating gantry. The intensity of the attenuated x-ray beam is measured from different angles and enables the reconstruction of tomographic slices of the examined subject. For signal detection, current CT scanners employ an *energy-integrating detectors* (EIDs) that measure an integrated signal of the number of impinging photons weighted with their energy.

Photon-counting detectors (PCDs) for the detection of x-rays in CT devices promise advantages for medical imaging and are therefore of great interest in current academic and industrial research. In contrast to EIDs, PCDs offer information on the spectral distribution of the x-ray photons by counting the number of photons within selectable energy ranges (*bins*). This spectral information can add clinical value to the CT examination, in particular with respect to detection and discrimination of different materials.

The signal of the PCDs is exposed to deterioration due to small pixel sizes which are necessary to avoid excessive pulse pile-up in the high-flux regime of clinical CT. At small pixel sizes particular types of crosstalk (*K-escape* and *charge sharing*) between neighboring pixels lead to multiple counting of single photons at lower energies. Previous simulation studies and experiments by other authors revealed a possible optimization of the pre-patient x-ray spectrum by K-edge filters mounted between x-ray tube and the subject to be examined. However, neither were all aforementioned physical effects incorporated in the detector model of the simulations nor provided the experimental setup a geometry suitable for clinical CT examinations. The purpose of this study was to find and evaluate (in both simulations and experimental measurements) pre-patient x-ray filters that improve spectral imaging with a whole-body photon-counting CT prototype scanner suitable for clinical examinations at the required photon fluxes.

METHODS

For a typical and clinically relevant task of iodine-bone separation, various filter materials and filter thicknesses were examined. To assess the image quality several quality metrics were utilized: These are the squared *dual-energy contrast-to-noise ratio* of iodine and bone (DEC^2), the optimally weighted and squared *contrast-to-noise ratios* for iodine (CNR_I^2) and bone (CNR_B^2), and the squared *noise in water* in the low and high energy bin images (σ_L^2 and σ_H^2). A detector model was developed for the simulations, which is able to model spatio-energetic cross-talk at clinically relevant photon fluxes.

Initially, using pencil beam simulations, the number of potential filter materials was reduced to one, which was then studied thoroughly in image simulations and measurements using a PCD-CT prototype system. Different patient dimensions were considered by investigating the phantom diameters 10, 20, 30, and 40 cm. Further parameters varied were the acceleration voltage (kV) and the energy limits of the bins. The patient dose in terms of the *computed tomography dose index* (CTDI) was kept constant for different pre-patient filter materials and filter thicknesses by adapting the photon flux. In this thesis, a normal dose and an ultra-low dose scenario were considered as the x-ray output of the tube cannot be increased arbitrarily. Measurements were carried out using a photon-counting prototype CT system (SOMATOM CounT, Siemens Healthineers, Forchheim, Germany) which was operated with two adjustable *energy windows* (bins). The detector model was adapted to the geometry of the prototype scanner.

RESULTS

Based on the pencil beam simulations, hafnium ($Z = 72$) with a K-edge at 65.4 keV emerged to be the most promising candidate for the improvement of spectral imaging. Using hafnium, the increase of DEC^2 was 16 % almost independent of the phantom diameter. In the following, results are described for a phantom diameter of 20 cm. Results for other diameters (10, 30, and 40 cm) were comparable.

In the normal dose scenario at 140 kV tube voltage, a 50 μm hafnium foil was attached to an aluminum layer of 1.5 mm. In simulations the DEC^2 changed compared to no additional filter by a factor of 1.12(1), CNR_I^2 by 0.97(1), CNR_B^2 by 0.98(1), σ_L^2 by 0.99(3), and σ_H^2 by 0.97(8). Numbers in parentheses represent the absolute uncertainty of the measurements in the least significant digits. In the prototype experiments, the DEC^2 changed compared to measurements without additional filter by a factor of 1.17(8), CNR_I^2 by 0.94(5), CNR_B^2 by 0.96(4), σ_L^2 by 1.01(4), and σ_H^2 by 0.94(5). Experimental results were in good agreement with the simulations (also when individual results prior to averaging were compared). Simulations at 120 kV changed the afore-

mentioned relative figures of merit to 1.13(8), 1.01(1), 1.03(2), 0.96(5), and 0.94(21) compared to no additional filter at the same voltage setting.

In the ultra-low dose simulations with a 500 μm hafnium foil attached to an aluminum layer of 1.5 mm at 140 kV, the relative figures changed to 1.80(6), 1.00(1), 1.05(1), 0.88(4), and 0.82(11), respectively. At 120 kV they changed to 1.63(11), 1.48(2), 1.44(1), 0.65(3), and 0.97(20). Comparing the absolute figures of merit at the different tube voltages reveals the full potential of using hafnium as the K-edge filter material. In conventional CT, the spectral separation at a tube voltage of 140 kV outperforms the one at 120 kV. Using a 500 μm hafnium filter at 120 kV, nearly equal spectral properties compared to 140 kV were achieved while at the same time substantially improved squared contrast-to-noise ratios (78 % increase of iodine and 58 % of bone CNR^2) were found.

CONCLUSION

The signal of PCDs used in CT is deteriorated by K-escape and charge-sharing effects, which lead to multiple counting of single photons at low energies. In this thesis, for the first time the emitted x-ray spectrum was optimized in the context of a high-flux capable whole-body photon-counting CT prototype with small pixel sizes. K-edge pre-patient filter materials, e. g. hafnium, enabled improvement of spectral properties (17 % increase of DEC^2 in experiments with a thin 50 μm hafnium filter or 80 % increase in simulations with a thick 500 μm hafnium filter). Alternatively, the improvement of image quality could be invested in dose reduction. In clinical routine, a K-edge filter is especially relevant for spectral examinations at very low doses or for pediatric examinations as a thick (500 μm) filter can be used in these scenarios.

ZUSAMMENFASSUNG

EINLEITUNG

Die *Computertomographie* (CT) ist ein wertvolles Werkzeug für die medizinische Bildgebung, da sie schnelle und verlässliche Diagnosen in Bereichen wie der Notfallversorgung und Onkologie ermöglicht. Die CT ist ein röntgenbasiertes Schnittbildverfahren, bei dem Röntgenröhre und Röntgendetektor an einer rotierenden Gantry montiert sind, um die Schwächung der Röntgenstrahlung durch den Patienten aus verschiedenen Richtungen zu messen und aus diesen Daten anschließend Schnittbilder zu rekonstruieren. Zur Messungen der Röntgenstrahlung werden in heutigen klinischen CT-Scannern *energieintegrierende Detektoren* (EIDs) verwendet. Diese messen das integrierte Signal aus der Anzahl der auftreffenden Photonen, gewichtet mit ihrer jeweiligen Energie.

Ein Gegenstand aktueller Forschung und Entwicklung sind *photonenzählende Detektoren* (PCDs) zur Messung der Röntgenstrahlung in der CT. Im Gegensatz zu konventionellen EIDs ermöglichen PCDs Informationen über die spektrale Verteilung der Photonen zu messen, indem sie die Anzahl der Photonen in einstellbaren Energiefenstern (*Bins*) zählen. Diese spektrale Information kann einen klinischen Mehrwert liefern und ist vor allem für die eindeutige Erkennung und Unterscheidung verschiedener Materialien von großem Interesse.

Die spektrale Information von PCDs wird in der Praxis durch kleine Pixelgrößen beeinträchtigt, die nötig sind, um übermäßige Pulsanhäufung bei den hohen Photonenflüssen der klinischen CT zu vermeiden. Bei kleinen Pixelgrößen führen jedoch spezielle Arten des Übersprechens (*K-escape* und *Ladungsteilung*) zwischen benachbarten Pixeln zu Mehrfachzählungen einzelner Photonen bei verschiedenen Energien. Bereits veröffentlichte Experimente und Simulationsstudien von anderen Autoren deuten auf eine mögliche Verbesserung der spektralen Bildgebung durch Vorfilter mit einer K-Kante im Röntgenspektrum hin. Jedoch wurden in den verwendeten Detektormodellen weder alle relevanten physikalischen Effekte berücksichtigt, noch wurden die Experimente in einer für die klinische CT tauglichen Detektorgeometrie durchgeführt. Das Ziel dieser Arbeit war es daher, in einem realistischen Szenario eines Ganzkörper-CT-Prototyps mit PCD und bei klinisch erforderlichen Photonenflüssen geeignete Vorfilter zu ermitteln und anschließend in Simulationen und experimentell zu bewerten, inwiefern diese eine Verbesserung der spektralen Bildgebung ermöglichen.

METHODEN

Für die klinisch relevante Aufgabe einer Materialunterscheidung von Knochen und Iod wurden verschiedene Filtermaterialien und -dicken untersucht. Die folgenden Metriken wurden für die Bewertung der Bildqualität verwendet: Das quadrierte *Dual-Energy-Kontrast-Rausch-Verhältnis* von Iod und Knochen (DEC^2), das optimal gewichtete und quadrierte *Kontrast-Rausch-Verhältnis* von Iod (CNR_I^2) und Knochen (CNR_B^2) und das quadrierte *Rauschen der CT-Werte von Wasser* im Niedrig- und Hochenergiebild (σ_L^2 und σ_H^2). Für die Simulationen wurde ein Detektormodell entwickelt und validiert, welches räumlich-zeitliches Übersprechen zwischen den Pixeln bei klinisch relevanten Photonenflüssen realistisch modelliert.

Zunächst wurde in Nadelstrahlsimulationen ein Filtermaterial identifiziert, welches dann genauer in vollständigen Tomographiesimulationen und experimentellen Messungen an einem CT-Prototyp untersucht wurde. Um verschiedene Patientenanatomien zu berücksichtigen wurden die Untersuchungen mit Phantomen mit Durchmessern von 10, 20, 30 und 40 cm durchgeführt. Des Weiteren wurden die Röhrenspannung und die Energiegrenzen der Energie-Bins variiert. Die Strahlenexposition in Form des *Computertomographie-Dosisindex* (CTDI) wurde für die verschiedenen Filtermaterialien und -dicken konstant gehalten, indem der Photonenfluss angepasst wurde. Da der Röhrenstrom in der Praxis nicht beliebig hoch gewählt werden kann, wurde in dieser Arbeit ein Szenario mit normaler und eines mit ultraniedriger Dosis betrachtet. Diese werden im Folgenden als *spektrale Routineuntersuchung* und als *spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung* bezeichnet. Die experimentellen Messungen wurden an einem CT-Prototyp mit PCD (SOMATOM CountT, Siemens Healthineers, Forchheim) durchgeführt, welcher zwei einstellbare Energie-Bins bietet. Die freien Parameter des Detektormodells wurden zuvor an diesen Prototyp angepasst.

ERGEBNISSE

Das Material Hafnium ($Z = 72$) mit einer K-Kante bei 65,4 keV hat sich in den Nadelstrahlsimulationen bei den untersuchten Phantomdurchmessern als vielversprechender Kandidat herausgestellt. Die Erhöhung des DEC^2 lag fast durchmesserunabhängig bei 16 %. Im Folgenden werden nur die Ergebnisse bei einem Durchmesser von 20 cm berichtet. Die Ergebnisse der anderen untersuchten Durchmesser (10, 30 und 40 cm) waren vergleichbar.

Für die spektrale Routineuntersuchung mit 140 kV Röhrenspannung wurde eine 50 μm Hafniumfolie auf einer 1,5 mm dicken Aluminiumträgerplatte befestigt. In den Simulationen änderte sich die Messgröße DEC^2 um den Faktor 1,12(1), CNR_I^2 um 0,97(1), CNR_B^2 um

0,98(1), σ_L^2 um 0,99(3) und σ_H^2 um 0,97(8). Die Zahlen in Klammern geben die absolute Messunsicherheit der letzten signifikanten Stellen an. Im Experiment am Prototyp wurde die Messgröße DEC^2 durch den Hafniumfilter um den Faktor 1,17(8), CNR_I^2 um 0,94(5), CNR_B^2 um 0,96(4), σ_L^2 um 1,01(4) und σ_H^2 um 0,94(5) geändert. Die experimentellen Messwerte befinden sich – auch bei Analyse der Einzelwerte vor der Mittelung – in guter Übereinstimmung mit den Simulationen. Simulationen bei 120 kV ändern die zuvor genannten relativen Bildqualitätsmetriken auf 1,13(8), 1,01(1), 1,03(2), 0,96(5) und 0,94(21) im Vergleich zu den Werten ohne Zusatzfilter bei derselben Röhrenspannung.

Bei der simulierten spektralen Ultraniedrigdosisuntersuchung mit einer 500 μm dicken Hafniumfolie auf einem ebenfalls 1,5 mm dicken Aluminiumträger bei 140 kV waren die relativen Metriken jeweils 1,80(6), 1,00(1), 1,05(1), 0,88(4) und 0,82(11). Bei 120 kV lagen diese bei 1,63(11), 1,48(2), 1,44(1), 0,65(3) und 0,97(20). Vergleicht man die Qualitätsmetriken bei den untersuchten Röhrenspannungen, so zeigt sich das Potential eines K-Kanten-Filtermaterials wie Hafnium deutlich. Normalerweise ist die spektrale Trennung bei 120 kV geringer als bei 140 kV. Mit 500 μm dicken Hafniumfilter bei 120 kV ließ sich eine annähernd gleiche spektrale Trennung wie bei 140 kV erreichen, während gleichzeitig eine wesentliche Verbesserung des CNR^2 von Iod um 78 % und Knochen um 58 % eintrat.

SCHLUSSFOLGERUNG

Das Messsignal von PCDs, welche in der CT verwendet werden, wird durch die Effekte K-escape und Ladungsteilung negativ beeinflusst. Diese führen dazu, dass Photonen mehrfach und bei unterschiedlichen Energien gezählt werden. In dieser Arbeit wurde zum ersten Mal das Röntgenspektrum für PCDs in einem klinisch realistischen Szenario mit hohen Photonenflüssen und kleinen Pixelgrößen optimiert, wie sie für klinische PCD-Ganzkörpercomputertomographen erforderlich sind. Filtermaterialien mit einer K-Kante im Röntgenspektrum, wie zum Beispiel Hafnium, ermöglichen eine Verbesserung der spektralen Eigenschaften (17 % Verbesserung des DEC^2 im Experiment mit dünnem 50 μm Hafniumfilter bzw. 80 % Verbesserung in der Simulation mit dickem 500 μm Hafniumfilter). Alternativ ließe sich an Stelle der Verbesserung der Bildqualität eine Dosisreduktion realisieren. Dies ist in der Praxis besonders relevant für Untersuchungen mit ultra-niedriger Strahlenexposition oder bei pädiatrischen Untersuchungen, da hier ein dicker (500 μm) Filter mit K-Kante verwendet werden kann.

VERÖFFENTLICHUNGEN

Während der Arbeit an diesem Projekt entstanden die folgenden Veröffentlichungen:

Dorn, S., Sawall, S., Maier, J., **Polster, C.**, Faby, S., Uhrig, M., Heinze, S., Schlemmer, H.-P. und Kachelrieß, M. 2019. „Patient size-dependent ultra low dose data completion scan in a whole body photon-counting CT scanner“. In: *ECR - Insights into Imaging*. Bd. 10. DOI: [10.1186/s13244-019-0713-y](https://doi.org/10.1186/s13244-019-0713-y).

Taguchi, K., Stierstorfer, K., **Polster, C.**, Lee, O. und Kappler, S. 2018a. „Spatio-energetic cross-talk in photon counting detectors: Numerical detector model (PcTK) and workflow for CT image quality assessment“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 10573. International Society for Optics und Photonics, S. 1057310. DOI: [10.1117/12.2293881](https://doi.org/10.1117/12.2293881).

Taguchi, K., Stierstorfer, K., **Polster, C.**, Lee, O. und Kappler, S. 2018b. „Spatio-energetic cross-talk in photon counting detectors: Numerical detector model (PcTK) and workflow for CT image quality assessment“. In: *Medical Physics* 45.5, S. 1985–1998. DOI: [10.1002/mp.12863](https://doi.org/10.1002/mp.12863).

Taguchi, K., Stierstorfer, K., **Polster, C.**, Lee, O. und Kappler, S. 2018c. „Spatio-energetic cross-talk in photon counting detectors: NxN binning and sub-pixel masking“. In: *Medical Physics* 45.11, S. 4822–4843. DOI: [10.1002/mp.13146](https://doi.org/10.1002/mp.13146).

Taguchi, K., Stierstorfer, K., **Polster, C.**, Lee, O. und Kappler, S. 2018d. „Spatio-energetic cross-talk in photon counting detectors: NxN binning and sub-pixel masking“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 10573, S. 105734X. DOI: [10.1117/12.2293885](https://doi.org/10.1117/12.2293885).

Gutjahr, R. **Polster, C.** u.a. 2017a. „Dual Energy CT Kidney Stone Differentiation in Photon Counting Computed Tomography“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 10132. International Society for Optics und Photonics, S. 1013237-1–7. DOI: [10.1117/12.2252021](https://doi.org/10.1117/12.2252021).

Lee, O., Kappler, S., **Polster, C.** und Taguchi, K. 2017b. „A study of modeling x-ray transmittance for material decomposition without contrast agents“. In: *Proc. SPIE*. International Society for Optics und Photonics, 101323G-1–6. DOI: [10.1117/12.2254688](https://doi.org/10.1117/12.2254688).

Lee, O., Kappler, S., **Polster, C.** und Taguchi, K. 2017c. „Estimating basis line-integrals in spectral distortion-modeled photon counting CT: K-edge imaging using dictionary learning-based x-ray transmittance modeling“. In: *Proc. SPIE*, 101321A-1–6. DOI: [10.1117/12.2254663](https://doi.org/10.1117/12.2254663).

Lee, O., Kappler, S., **Polster, C.** und Taguchi, K. 2017d. „Estimation of basis line-integrals in a spectral distortion-modeled photon counting

detector using low-order polynomial approximation of x-ray transmittance". In: *IEEE Transactions on Medical Imaging* 36.2, S. 560–573. DOI: [10.1109/TMI.2016.2621821](https://doi.org/10.1109/TMI.2016.2621821).

Lee, O., Kappler, S., **Polster, C.** und Taguchi, K. 2017e. „Estimation of basis line-integrals in a spectral distortion-modeled photon counting detector using low-rank approximation-based x-ray transmittance modeling: K-edge imaging application". In: *IEEE Transactions on Medical Imaging*. DOI: [10.1109/TMI.2017.2746269](https://doi.org/10.1109/TMI.2017.2746269).

Polster, C., Gutjahr, R., Berner, M., Flohr, T., Hertel, M., Kappler, S., Stierstorfer, K. und Dietrich, O. 2017f. „Improving material separation of high-flux whole-body photon counting computed tomography by K-edge pre-filtration". In: *Proc. SPIE*, 101320W-1–8. DOI: [10.1117/12.2254289](https://doi.org/10.1117/12.2254289).

Gutjahr, R. **Polster, C.** u. a. 2016a. „Material decomposition and virtual non-contrast imaging in photon counting computed tomography: an animal study". In: *Proc. SPIE*. Bd. 9783. International Society for Optics und Photonics, 97831G-1–6. DOI: [10.1117/12.2216861](https://doi.org/10.1117/12.2216861).

Polster, C., Hahn, K., Gutjahr, R., Schöck, F., Kappler, S., Dietrich, O. und Flohr, T. 2016b. „Improving material decomposition by spectral optimization of photon counting computed tomography". In: *Proc. SPIE*, 97831O-1–7. DOI: [10.1117/12.2216711](https://doi.org/10.1117/12.2216711).

Taguchi, K., **Polster, C.**, Lee, O. und Kappler, S. 2016c. „Spatio-energetic cross-talks in photon counting detectors: detector model and correlated Poisson data generator". In: *Proc. SPIE*. Bd. 9783, 97831R-1–9. DOI: [10.1117/12.2217133](https://doi.org/10.1117/12.2217133).

Taguchi, K., **Polster, C.**, Lee, O., Stierstorfer, K. und Kappler, S. 2016d. „Spatio-energetic cross talk in photon counting detectors: Detector model and correlated Poisson data generator". In: *Medical Physics* 43.12, S. 6386–6404. DOI: [10.1118/1.4966699](https://doi.org/10.1118/1.4966699).

Polster, C., Hahn, K., Kappler, S., Stierstorfer, K., Dietrich, O. und Flohr, T. 2015. „Computertomographie mit photonenzählenden Detektoren - Verbesserung der Materialzerlegung durch Optimierung des Röhrenspektrums". In: *Abstractband der 46. Jahrestagung der DGMP*. Deutsche Gesellschaft für Medizinische Physik, S. 244–247.

INHALTSVERZEICHNIS

I	EINLEITUNG UND GRUNDLAGEN	1
1	EINLEITUNG	3
2	GRUNDLAGEN DER COMPUTERTOMOGRAPHIE	7
2.1	CT-Scanner-Geometrie	8
2.2	Erzeugung der Röntgenstrahlung	10
2.3	Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	13
2.4	Energieintegrierende Detektoren	20
2.5	Datenakquisition und Bildrekonstruktion	21
2.6	Hounsfield-Skala	23
2.7	Formfilter und spektrale Filter	24
2.8	Dosis	25
3	SPEKTRALE COMPUTERTOMOGRAPHIE	27
3.1	Physikalische Grundlagen	27
3.2	Mehr-Energie-Konzepte	28
3.3	Klinische Anwendungen	31
4	PHOTONENZÄHLENDE DETEKTOREN	35
4.1	Wechselwirkungen im Halbleiter	35
4.2	Signalerzeugung und -detektion	38
4.3	Spektrale Detektorantwortfunktion	45
5	PHOTONENZÄHLENDER CT-PROTOTYP	49
5.1	Gantry	49
5.2	Detektoren	50
5.3	Auslesemodi und Kalibrierung	51
5.4	Vervollständigung der Messdaten	52
II	OPTIMIERUNG DES RÖNTGENSPEKTRUMS	55
6	MODELLIERUNG DES PHOTONENZÄHLENDEN DETEKTORS	57
6.1	Verwendete Notation	57
6.2	Kaskadiertes Detektormodell	58
6.3	Modellierung der physikalischen Effekte	59
6.4	Simulationsumgebung	65
7	KONZEPTION UND MESSGRÖSSEN	71
7.1	Konzept dieser Arbeit – Untersuchung spektraler Filter	71
7.2	Klinische Anwendungsszenarien	73
7.3	Messphantom	74
7.4	Messgrößen	75
7.5	Dosisanpassung	82
7.6	Ablauf der Auswertung	83
8	SIMULATIONEN ZUR OPTIMIERUNG DES SPEKTRUMS	85
8.1	Schnelle Nadelstrahlsimulation	85
8.2	Spektrale Routineuntersuchung	89

8.3	Spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung	100
9	EXPERIMENTELLE VALIDIERUNG DER SPEKTRALEN ROUTINEUNTERSUCHUNG	105
9.1	Konzept	105
9.2	Ergebnisse und Diskussion	107
9.3	Vergleich mit der Simulation	115
III	ABSCHLIESSENDE BEWERTUNG	117
10	ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE	119
11	SCHLUSSFOLGERUNG UND AUSBLICK	123
IV	ANHANG	127
A	KOVARIANZMATRIX DES DETEKTORMODELLS	129
B	ABSOLUTE MESSGRÖSSEN – ABBILDUNGEN	131
C	ABSOLUTE MESSGRÖSSEN – TABELLEN	139
D	RELATIVE MESSGRÖSSEN – ABBILDUNGEN	143
	LITERATUR	145

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 2.1	Aufnahmeprinzip in der Computertomographie	9
Abbildung 2.2	CT-Geometrie der dritten Generation	10
Abbildung 2.3	Schematische Darstellung einer Röntgenröhre	11
Abbildung 2.4	Charakteristische Strahlung	12
Abbildung 2.5	Typisches Röntgenspektrum	13
Abbildung 2.6	Illustration von Rayleigh-Streuung und Compton-Effekt	16
Abbildung 2.7	Illustration von Photoeffekt und Augereffekt .	17
Abbildung 2.8	Massenschwächungskoeffizient von Wasser und Blei	19
Abbildung 2.9	Schema eines EIDs	20
Abbildung 2.10	Spektrale Empfindlichkeit eines EIDs	22
Abbildung 2.11	Beispiele für Objekt- und Radonraum	23
Abbildung 2.12	HU-Werte verschiedener Körpermaterialien und Betrachtungsfenster	24
Abbildung 2.13	Formfilter, spektraler Filter und Röntgenspektrum	25
Abbildung 3.1	Spektrale CT – Konsekutive Scans	29
Abbildung 3.2	Dual-Source-, kV-Switching und Split-Filter-CT	30
Abbildung 3.3	Dual-Layer- und photonenzählender Detektor	31
Abbildung 3.4	Knochenentfernung und Harnsteincharakterisierung	33
Abbildung 3.5	Leberuntersuchung mit zwei Kontrastmitteln .	33
Abbildung 4.1	Schema eines PCDs	36
Abbildung 4.2	Mittlere freie Weglänge (CdTe) und Absorptionswahrscheinlichkeit (CdTe,GOS)	37
Abbildung 4.3	Ladungsverteilung über benachbarte Pixel . .	40
Abbildung 4.4	Wichtungspotential CdTe	41
Abbildung 4.5	Signalerzeugungskette eines PCDs	42
Abbildung 4.6	Signalpulszug und Pulsanhäufung	43
Abbildung 4.7	Paralyseverhalten	44
Abbildung 4.8	Detektormodelle	45
Abbildung 4.9	Beiträge zur spektralen Detektorantwortfunktion	47
Abbildung 4.10	Simulierte spektrale Detektorantwortfunktion	47
Abbildung 4.11	Detektorantwort auf Standard-Röntgenspektrum	48
Abbildung 5.1	Scanner Geometrie und geöffnete Gatry	50
Abbildung 5.2	Foto und Pixelgeometrie des PCD	51
Abbildung 5.3	Schematische Draufsicht und Auslesemodi des Prototyps	53
Abbildung 5.4	Sinogramm des PCD mit Daten vom EID vervollständigt	54

Abbildung 6.1	Kaskadiertes Detektormodell	58
Abbildung 6.2	3×3 -Pixelanordnung	60
Abbildung 6.3	Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkungen . .	61
Abbildung 6.4	Kovarianzmatrix für Energiefenster	63
Abbildung 6.5	Detektorantwort auf $E_1 = 90$ keV	65
Abbildung 6.6	Schema eines Macro-Pixels	67
Abbildung 6.7	Detektorantwort	67
Abbildung 6.8	Simulierte und gemessene Detektorantwort auf ein 100 kV-Röntgenspektrum.	69
Abbildung 7.1	Spektrale Sensitivität des Detektors	72
Abbildung 7.2	Verwendeter Auswerteregion in dieser Arbeit .	78
Abbildung 7.3	Streudiagramm mit materialspezifischen Winkeln	80
Abbildung 7.4	CT-Mischbild mit optimiertem CNR	81
Abbildung 7.5	Auswertebereiche der Messung mit Iod (Bsp.)	84
Abbildung 8.1	Geometrie der Nadelstrahlsimulation	87
Abbildung 8.2	Messgrößen in Abhängigkeit der Ordnungszahl des Filtermaterials	89
Abbildung 8.3	Ergebnis der Einstrahlsimulation (Auszug) . .	89
Abbildung 8.4	Streudiagramm, Simulation, 140 kV, 50 μ m Hf .	92
Abbildung 8.5	σ_L^2 in simulierten Bildern, 140 kV, 50 μ m Hf . .	94
Abbildung 8.6	σ_H^2 in simulierten Bildern, 140 kV, 50 μ m Hf .	95
Abbildung 8.7	CNR_I^2 in simulierten Bildern, 140 kV, 50 μ m Hf	96
Abbildung 8.8	CNR_B^2 in simulierten Bildern, 140 kV, 50 μ m Hf	97
Abbildung 8.9	DEC^2 in simulierten Bildern, 140 kV, 50 μ m Hf	98
Abbildung 8.10	Relative Messgrößen mit 50 μ m Hafniumfilter (Simulation)	99
Abbildung 8.11	Relative Messgrößen mit 500 μ m Hafniumfilter (Simulation)	103
Abbildung 9.1	Bilder des experimentellen Aufbaus	106
Abbildung 9.2	Streudiagramm, Experimentelle Daten, 140 kV, 50 μ m Hf	108
Abbildung 9.3	σ_L^2 in gemessenen Bildern, 140 kV, 50 μ m Hf .	109
Abbildung 9.4	σ_H^2 in gemessenen Bildern, 140 kV, 50 μ m Hf .	110
Abbildung 9.5	CNR_I^2 in gemessenen Bildern, 140 kV, 50 μ m Hf	111
Abbildung 9.6	CNR_B^2 in gemessenen Bildern, 140 kV, 50 μ m Hf	112
Abbildung 9.7	DEC^2 in gemessenen Bildern, 140 kV, 50 μ m Hf	113
Abbildung 9.8	Relative Messgrößen, 140 kV, 50 μ m Hf, 20/65 keV und 20/70 keV	114
Abbildung A.1	Kovarianzmatrix mit $E_1 = 90$ keV	130
Abbildung B.1	DEC^2 in sim. Bildern, 120 kV, 50 μ m Hf	131
Abbildung B.2	CNR_I^2 , CNR_B^2 in sim. Bildern, 120 kV, 50 μ m Hf	132
Abbildung B.3	σ_L^2 , σ_H^2 in sim. Bildern, 120 kV, 50 μ m Hf	133
Abbildung B.4	DEC^2 in sim. Bildern, 140 kV, 500 μ m Hf	134
Abbildung B.5	DEC^2 in sim. Bildern, 120 kV, 500 μ m Hf	134
Abbildung B.6	CNR_I^2 , CNR_B^2 in sim. Bildern, 140 kV, 500 μ m Hf	135

Abbildung B.7	$\text{CNR}_L^2, \text{CNR}_B^2$ in sim. Bildern, 120 kV, 500 μm Hf	136
Abbildung B.8	σ_L^2, σ_H^2 in sim. Bildern, 140 kV, 500 μm Hf . . .	137
Abbildung B.9	σ_L^2, σ_H^2 in sim. Bildern, 120 kV, 500 μm Hf . . .	138
Abbildung D.1	Relative Messgrößen, Experiment, 140 kV, 50 μm Hf, 25/65 keV und 25/70 keV	143
Abbildung D.2	Relative Messgrößen, Experiment, 140 kV, 50 μm Hf, 30/65 keV und 30/70 keV	143
Abbildung D.3	Ergebnis Nadelstrahlsimulation - Relative Mess- größen	144

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 2.1	Konversionsfaktoren für effektive Dosis	26
Tabelle 4.1	Fluorezenzen in CdTe	38
Tabelle 6.1	Parameter des Detektormodels.	68
Tabelle 7.1	Relevante Elemente mit K-Kante	73
Tabelle 7.2	Dimensionen der Auswertebereiche	78
Tabelle 7.3	Relative Dosisangaben	82
Tabelle 7.4	Rekonstruktionsparameter	83
Tabelle 8.1	Simulationsparameter der Nadelstrahlsimulation.	87
Tabelle 8.2	Nadelstrahlsimulation: Optimale Elemente	90
Tabelle 8.3	Simulationsparameter der Routineuntersuchung	91
Tabelle 8.4	Ergebnisse: Spektr. Routineuntersuchung, 20 cm	100
Tabelle 8.5	Simulationsparameter der spektralen Ultraniedrigdosisuntersuchung	101
Tabelle 8.6	Ergebnisse: Spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung, 20 cm	103
Tabelle 9.1	Spektrale Routineuntersuchung: Messparameter	107
Tabelle C.1	Ergebnisse: Spektrale Routineuntersuchung, Simulation	140
Tabelle C.2	Ergebnisse: Spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung, Simulation	141
Tabelle C.3	Ergebnisse: Spektrale Routineuntersuchung, Experiment	142

ABKÜRZUNGEN

ASIC	Anwendungsspezifische integrierte Schaltung (<i>engl. application specific integrated circuit</i>)
BLR	Grundlinienwiederhersteller (<i>engl. baseline restorer</i>)
CdTe	Cadmiumtellurid
CdZnTe	Cadmiumzinktellurid
CT	Computertomographie (<i>engl. computed tomography</i>)
CTDI	Computertomographie-Dosisindex (<i>engl. computed tomography dose index</i>)
CNR ²	Kontrast-Rausch-Verhältnis (<i>engl. contrast-to-noise ratio</i>)
DE	Dual-Energy
DEC ²	Dual-Energy-Kontrast-Rausch-Verhältnis (<i>engl. dual-energy contrast-to-noise ratio</i>)
DE-CT	Dual-Energy-Computertomographie
DLP	Dosislängenprodukt
EID	Energieintegrierender Detektor (<i>engl. energy integrating detector</i>)
FWHM	Halbwertsbreite (<i>engl. full width at half maximum</i>)
GOS	Gadoliniumoxisulfid
HU	Hounsfield Unit
PCD	Photonenzählender Detektor (<i>engl. photon counting detector</i>)
ROI	Auswerteregion (<i>engl. region of interest</i>)

MATHEMATISCHE SYMBOLE

Symbol	Beschreibung	Einheit
A	Massenzahl (Anzahl der Nukleonen)	
CTDI	Computertomographie-Dosisindex	mGy
DLP	Dosislängenprodukt	mGy cm
E_{kin}	Kinetische Energie	J
E_x	Energie eines Photons	eV
μ	Absorptionskoeffizient	m^{-1}
μ/ρ	Massenschwächungskoeffizient	$\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$
ν	Wellenlänge von Strahlung	m
$\sigma_{\text{L/H}}^2$	Varianz der HU-Werte im niedrigen (L) bzw. hohen Energiefenster (H)	HU ²
U_a	Beschleunigungsspannung	V
Z	Ordnungszahl (Anzahl der Protonen)	

PHYSIKALISCHE KONSTANTEN

Symbol	Beschreibung	Wert und Einheit
c	Lichtgeschwindigkeit	$2,9979 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
e	Elementarladung	$1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
h	Plancksches Wirkungsquantum	$6,6261 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
k_{D_e}	Diffusionskonstante für Elektronen in CdTe [1]	$30 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
k_{D_h}	Diffusionskonstante für Löcher in CdTe [1]	$3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
m_e	Ruhemasse eines Elektrons	$9,1094 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
μ_e	Mobilität der Elektronen in CdTe [1]	$1100 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
μ_h	Mobilität der Löcher in CdTe [1]	$100 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$

Teil I

EINLEITUNG UND GRUNDLAGEN

Als Basis für das Verständnis dieser Arbeit werden physikalische Grundlagen der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie resümiert sowie der Stand der Technik in der klinischen Computertomographie, der spektralen Bildgebung und der Entwicklung von photonenzählenden Detektoren in der Computertomographie beschrieben.

EINLEITUNG

Die Computertomographie (CT) ist ein etabliertes und gut optimiertes Diagnoseverfahren in der Medizin, welches die durch ein Objekt geschwächte Röntgenstrahlung von mehreren Einstrahlwinkeln nutzt, um daraus mittels Rekonstruktionsalgorithmen Querschnittsbilder des Objekts zu erzeugen [2]. Es ist daher von großer Relevanz für die medizinische Diagnostik, z. B. in der Notfallversorgung [3], da es schnell und nicht-invasiv¹ Einblick in den Menschen gewährt.

Die sich in der Forschung befindlichen photonenzählenden Detektoren (PCDs) als Alternative zu den bisher genutzten energieintegrierenden Detektoren (EIDs) besitzen das Potential die CT substantiell zu verbessern. Diese Arbeit leistet einen Beitrag zu deren Optimierung für die klinische CT.

Bei der dabei zur Bildgebung eingesetzten Röntgenstrahlung handelt es sich um eine ionisierende Strahlung, die im Menschen teilweise gestreut, absorbiert oder transmittiert wird. Das Verhältnis von absorbiertem zu transmittiertem Anteil stellt im wesentlichen die Bildinformation dar. In einem heutigen CT-Scanner wird die Strahlung von der Röntgenröhre ausgesendet, durchstrahlt das zu untersuchende Objekt und wird von Röntgenstrahlungsdetektoren, die auf einem Bogen angeordnet sind, gemessen. Diese Messanordnung ist in einer sogenannten Gantry montiert und rotiert um das Objekt, um die Schwächungsinformationen von allen Durchstrahlrichtungen zu erhalten. Die erhaltene Schwächungsinformation stellt eine *Projektion* dar, also eine Überlagerung aller spezifischen Schwächungswerte der in Strahlrichtung durchdrungenen Materialien. Diese überlagerte Information wird mit Rekonstruktionsalgorithmen wieder in räumlich getrennte Schwächungswerte umgerechnet. Um einen dreidimensionalen Volumendatensatz zu erhalten, wird das sich auf einer Liege befindliche Objekt durch die Messanordnung gefahren [2, 4].

Eine derzeitige Standard-CT-Untersuchung liefert einen dreidimensionalen Schwächungsdatensatz. Diese Schwächungsdaten werden in die sogenannte Hounsfield-Skala umgerechnet und in Hounsfield-Einheiten (HU) ausgedrückt. Die Standard-CT bietet daher rein morphologische Informationen über das untersuchte Objekt. Materialien mit unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung können denselben Schwächungswert und damit denselben HU-Wert besitzen [2]. Zusätzliche Informationen über den Stoffwechsel oder die chemische Zusammensetzung lassen sich mittels *spektraler Bildgebung* gewinnen

¹ Im medizinischen Kontext wird die Bildgebung mittels Röntgenstrahlung als nicht-invasives diagnostisches Verfahren bezeichnet. Dies ist auf mikroskopischer Skala nicht richtig ist, wie im weiteren Verlauf der Einleitung dargestellt wird.

[5]. Dabei hat sich die Dual-Energy-Computertomographie (DE-CT) zur Gewinnung spektraler Informationen etabliert. Mit Hilfe dieser Technik kann bei kontrastmittelverstärkten CT-Untersuchungen durch die zusätzliche spektrale Information der native Scan weggelassen und durch eine *virtuelle kontrastmittelfreie Rekonstruktion* ersetzt werden. Dies erlaubt eine verkürzte Untersuchungszeit und eine Reduktion der Strahlenexposition [6].

Die herkömmliche CT-Bildgebung basiert auf EIDs, die keine Information über die Energie der eintreffenden Röntgenstrahlung erfassen können. Um hiermit spektrale Bildgebung zu realisieren, müssen verschiedene Röntgenspektren eingestrahlt werden oder es muss ein zweischichtiger Detektor verwendet werden [5]. Gegenstand der Forschung sind PCDs, die einzelne Photonen der Röntgenstrahlung erfassen und aufgrund der Signalamplitude Informationen über die Energie der Photonen gewinnen können [7]. Damit lässt sich z.B. mehr als ein Kontrastmittel in einem Scan erfassen und unterscheiden. Weitere potentielle Vorteile sind eine höhere Auflösung durch kleinere Detektorelemente ohne Zwischenräume und eine Verbesserung des Kontrast-Rausch-Verhältnisses von Iod-kontrastierten Untersuchungen aufgrund der höheren Effizienz bei niedrigen Energien der Röntgenstrahlung. Des Weiteren wird eine standardisierte CT ermöglicht, bei der die angegebenen Schwächungswerte nicht mehr von den Betriebsparametern der Röntgenröhre abhängen. Die dafür nötigen spektralen Informationen lägen bei der CT mit photonenzählenden Detektoren bei jedem Scan vor [8].

Die Bildgebung mit Röntgenstrahlung muss immer optimiert werden, da bei Absorption und Streuung Energie auf den Menschen übertragen wird indem Atome ionisiert werden. Da dabei DNS-Moleküle direkt geschädigt werden können oder freie Radikale entstehen, spricht man von einer biologischen Wirksamkeit der Strahlung. Dadurch können zelluläre Fehlbildungen bis hinzu Malignomen entstehen [9]. Die pro Kilogramm übertragene Energie wird in der Einheit *Gray* gemessen. Die daraus abgeleitete *effektive Dosis* in der Einheit *Sievert* berücksichtigt die übertragene Energie, die Art der Strahlung und die unterschiedliche Strahlenempfindlichkeit der Organe. Es gibt auch natürliche Reparaturprozesse, die DNS-Schäden reparieren. Die genaue Wirkungsbeziehung zwischen effektiver Dosis und Krebsentstehung ist nicht bekannt. In der Gesetzgebung vieler Länder findet das *lineare Modell ohne Schwellwert* Anwendung [10], demnach es gilt jede unnötige Strahlenexposition zu vermeiden und alle Strahlenanwendungen nach dem sogenannten ALARA-Prinzip² zu optimieren. Die CT machte 2012 zwar nur ungefähr 9 % der radiologischen Verfahren aus, jedoch beträgt ihr Anteil an der kollektiven effektiven Dosis durch medizinische Anwendungen 65 % [11]. Dadurch ist es nötig derzeitige und zukünftige CT-Technologien und -Verfahren auf eine

² engl. *as low as reasonably achievable*

Reduktion der applizierten Strahlendosis hin zu optimieren. Dabei ist es wichtig immer die Bildqualität und Dosis zu betrachten, da beides mit der Menge der verwendeten Röntgenstrahlung steigt.

Die Bildgebung mit den herkömmlichen EIDs wurde bereits über einen langen Zeitraum kontinuierlich verbessert. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Optimierung der Bildgebung von Computertomographen mit photonenzählenden Detektoren und im Speziellen mit der Optimierung der Energieverteilung innerhalb des eingestrahlten Röntgenspektrums. Bereits durchgeführte Simulationsstudien [12] in diesem Forschungsfeld haben den Detektor stark vereinfacht modelliert und Messungen wurden in Laborexperimenten [13] durchgeführt, die sich nicht in die klinischen Praxis übertragen ließen. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein realistisches Detektormodell entwickelt und verifiziert, das Röntgenspektrum für die bessere Unterscheidung von Knochen und Iod in Simulationen optimiert und an einem klinischen CT-Prototyp validiert.

Nach dieser Einleitung werden in Kapitel 2 die physikalischen und technischen Grundlagen der CT mit der derzeitigen Detektortechnologie beschrieben. Darüber hinaus werden Funktionsweise und Eigenschaften von photonenzählenden Detektoren erklärt. Den klinischen Mehrwert, den die spektrale CT ermöglicht und der durch zählende Detektoren noch erweitert werden kann, wird in Kapitel 3 dargestellt. Physikalische Wechselwirkung und Signalerzeugung eines photonenzählenden Detektors im Prototypstadium werden in Kapitel 4 beschrieben und in Kapitel 5 wird das für diese Arbeit verwendete Prototypsystem vorgestellt. Nach dieser Darstellung der Grundlagen und des Stands der Technik werden in den folgenden Kapiteln die Methodik und die Ergebnisse dieser Arbeit präsentiert. Für den photonenzählenden CT-Prototyp wird im Rahmen dieser Arbeit (Kapitel 6) ein flexibles Detektormodell entwickelt, welches effiziente Simulationen ermöglicht. Prinzipielle Überlegungen zur Auswirkung der Vorfilterung und relevante Messgrößen zur Beurteilung des Informationsgehalts in rekonstruierten CT-Bildern sind in Kapitel 7 beschrieben. In Kapitel 8 wird zunächst in einer stark vereinfachten Simulation ein Filtermaterialkandidat ermittelt, der dann in präziseren Simulationen genauer untersucht wird. Die Vorhersagen werden mit Messungen in Kapitel 9 überprüft. Die Ergebnisse werden in Kapitel 10 zusammengefasst und Schlussfolgerungen daraus in Kapitel 11 gezogen.

Kurz nach der Entdeckung der nach Wilhelm Conrad Röntgen benannten *Röntgenstrahlung* 1895 bei Experimenten mit Kathodenstrahlen wurden diese für die medizinische Bildgebung eingesetzt. Die vom punktförmigen Brennfleck der Röntgenquelle ausgesandte Strahlung wird vom untersuchten Objekt geschwächt. Das geschwächte Signal wird auf einem zweidimensionalen Bildempfänger gemessen. Jeder Bildpunkt stellt die überlagerte Schwächung entlang eines Strahls vom Brennfleck zum Bildempfänger dar. Bei der Entdeckung der Röntgenstrahlung war der Bildempfänger ein speziell beschichtetes Papier, während heutzutage durch die Röntgenstrahlung ein elektronisches Signal generiert wird [14, 4].

Für die Entdeckung der Röntgenstrahlung erhielt Wilhelm Conrad Röntgen 1901 den ersten Nobelpreis für Physik. Wie sich später herausstellte, hat diese neue Strahlung neben der übertragenen Energie auf den menschlichen Körper auch noch eine biologische Wirksamkeit (Details in [Abschnitt 2.8](#)). Im Gegensatz zu einer einfachen Projektionsaufnahme aus einer Richtung ermöglicht die Computertomographie (CT) eine überlagerungsfreie Darstellung des Körperinneren, indem Projektionsaufnahmen aus vielen verschiedenen Richtungen angefertigt und geeignet verrechnet werden. Dadurch kann auch Weichteilgewebe deutlich kontrastreicher dargestellt werden [4].

Die mathematischen Grundlagen zur Berechnung eines Objekts aus seinen gemessenen Projektionen wurden 1917 von Johann Radon erarbeitet [2]. Dabei bezeichnet die *Radontransformation* den Messvorgang, also die Schwächung eines Röntgenstrahls entlang einer Linie durch das untersuchte Objekt. Die *inverse Radontransformation* beschreibt dann den inversen Vorgang, also die Rekonstruktion des Objekts. Weder Allan M. Cormack, der 1963 Untersuchungen zur Absorption von Röntgenstrahlung in menschlichem Gewebe veröffentlichte, noch Godfrey Hounsfield, der 1969 einen CT-Prototyp entwickelte, wussten von den jeweiligen Vorarbeiten. Daher entwickelten sie unabhängig von einander die Rekonstruktionsmethoden erneut. Für ihre Arbeiten erhielten Cormack und Hounsfield 1979 den Nobelpreis für Medizin [2].

Ein Computertomograph besteht im Wesentlichen aus einer Röntgenröhre und einem Detektor, die um das zu untersuchende Objekt in einer Gantry rotieren. Für eine transversale Schicht werden dazu von vielen verschiedenen Winkeln γ Projektionen aufgenommen ([Abschnitt 2.1](#)). Die für die Bildgebung nötige durchdringungsfähige Röntgenstrahlung wird in der Röntgenröhre ([Abschnitt 2.2](#)) erzeugt.

Die Wechselwirkung dieser ionisierenden Strahlung mit dem untersuchten Objekt wird in [Abschnitt 2.3](#) betrachtet. Die durch das Objekt veränderte Strahlung wird im Detektor ([Abschnitt 2.4](#)) gemessen und aus den Projektionsdaten lassen sich mit geeigneten Algorithmen die Objektdaten rekonstruieren ([Abschnitt 2.5](#)). Bei der Rekonstruktion werden zunächst die Schwächungswerte μ für jeden dreidimensionalen Koordinatenpunkt (Voxel) im untersuchten Volumen berechnet. Diese werden dann in die sogenannte Hounsfield-Skala übertragen, die über die Schwächungswerte von Luft und Wasser definiert ist ([Abschnitt 2.6](#)). Die in der CT verwendeten Dosisgrößen werden in [Abschnitt 2.8](#) beschrieben.

Die Ausführungen in diesem Kapitel beschränken sich auf die zum Verständnis dieser Arbeit nötigen physikalischen Effekte und Sachverhalte. Zum tieferen Verständnis sei auf die Literatur verwiesen [[2](#), [4](#), [15](#)].

2.1 CT-SCANNER-GEOMETRIE

Ein zu untersuchendes Objekt besteht im Allgemeinen aus Materialien mit lokal unterschiedlicher Zusammensetzung und Dichte, deren Einfluss auf Strahlung durch den Absorptionskoeffizienten $\mu(x, y, z)$ beschrieben wird. Die Aufgabe der CT ist die überlagerungsfreie Darstellung des Absorptionskoeffizienten μ [[4](#)]. Dazu werden Projektionsdaten $p_{\gamma_i}(\xi)$ aus einer Vielzahl von Blickwinkeln γ_i aufgenommen. Eine Projektion ist dabei das Schwächungssignal von Röntgenstrahlung bei geradliniger Durchstrahlung des Objekts mit Detektorcoordinate ξ und Rotationswinkel γ des Messsystems gegenüber der Startposition γ_0 . Das Messprinzip ist in [Abbildung 2.1](#) veranschaulicht. Bei paralleler Strahlung müssen die Messdaten einen Winkelbereich von mindestens 180° abdecken, damit genügend Schwächungsinformationen vorliegen um das Objekt rekonstruieren zu können. Ein Winkelbereich von mehr als 180° enthält redundante Daten.

In den Anfängen der CT 1972 wurde eine solche Projektion gewonnen, indem ein auf ein Detektorelement fokussierter Röntgenstrahl¹ linear schrittweise verschoben wurde (1. Generation). In der zweiten Generation wurde ein Detektorarray mit wenigen aneinandergereihten Detektorelementen und ein Fächerstrahl mit einem kleinen Öffnungswinkel verwendet. Diese Anordnung wurden dann ebenso linear schrittweise verschoben. In der dritten Generation wird ein Detektorbogen mit genügend Detektorelementen verwendet, um einen ganzen Datensatz eines Projektionswinkels γ auf einmal aufzunehmen ([Abbildung 2.2](#)). Der Öffnungswinkel β der Strahlungsquelle liegt dabei zwischen 40° und 60° und tastet das gesamte Messfeld ab [[2](#)]. Um in dieser Fächerstrahlgeometrie das Objekt im gesam-

¹ auch als Nadelstrahl oder Pencilbeam bezeichnet

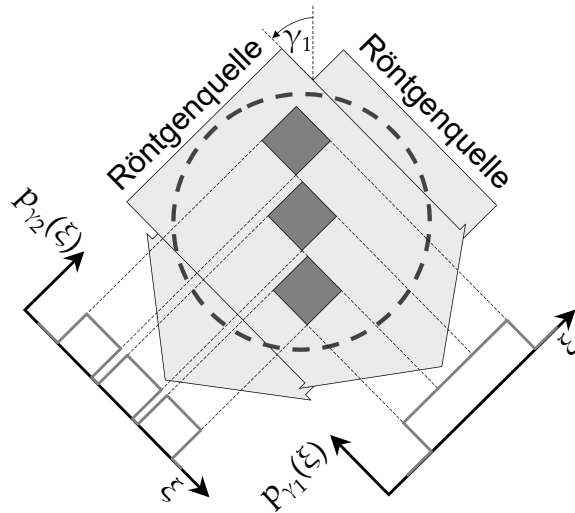


Abbildung 2.1: Aufnahmeprinzip in der Computertomographie. Ziel ist es aus den gewonnenen Projektionen den ortsabhängigen Absorptionskoeffizient $\mu(x, y)$ des Objekts im Messfeld zu rekonstruieren. Abbildung aus [2] entnommen.

ten Messfeld ausreichend abzutasten, muss der Rotationsbereich 180° plus Öffnungswinkel β betragen.

Mit dieser Anordnung wird es Ende der 1970er Jahre möglich die Akquisitionszeit so weit zu reduzieren, dass Aufnahmen innerhalb eines Atemstopps des Patienten angefertigt werden können. Für die Aufnahme von mehr als einer Schicht wird die Patientenliege in z-Richtung verschoben. Bei den ersten CT-Scannern der dritten Generation erfolgte die Rotation von Röhre und Detektor abwechselnd mit und entgegen dem Uhrzeigersinn, da Strom und Daten über Kabel übertragen wurden. In späteren Geräten wurde durch die Schleifringtechnik eine pausenlose Rotation ermöglicht. Auch das Beschleunigen und Abbremsen für jede Projektion entfiel und die Akquisition wurde erneut verkürzt. Der 1969 im Patent [16] erwähnte kontinuierliche Tischvorschub während der Datenakquisition wurde 1989 erstmalig im Labor von Kalender et al. realisiert [17]. Durch diese Spiral-Scan-Technik können große Volumina in kurzer Zeit untersucht werden.

Computertomographen der vierten Generation besitzen einen stationären Detektorring (360°) während die Röntgenröhre weiterhin um das zu untersuchende Objekt rotiert. Damit entspricht das Abtastprinzip einer inversen Fächergeometrie, dessen Zentrum in einem einzelnen Detektorelement liegt. Dadurch ist die räumliche Auflösung einer einzelnen Fächeraufnahme im Prinzip nicht begrenzt, wenn die Abtastrate beliebig hoch gewählt werden kann [2]. Geräte dieser Generation haben sich bisher ebenso wenig in der Routine durchgesetzt wie Elektronenstrahl-Computertomographen, die gänzlich ohne rotierende Komponenten auskommen. Diese Elektronenstrahl-Computerto-

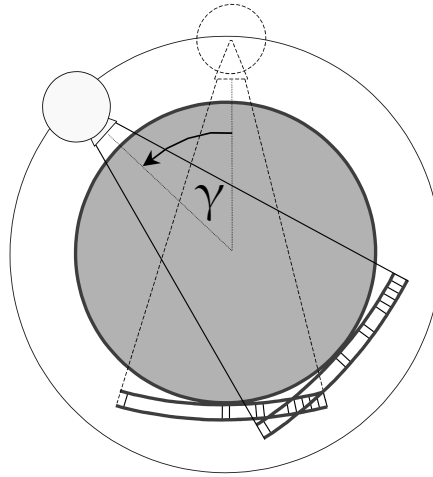


Abbildung 2.2: CT-Geometrie der dritten Generation. Diese wird für aktuelle CT-Geräte verwendet. Abbildung aus [2] entnommen.

mographien wurden entwickelt, um noch kürzere Akquisitionszeiten und eine höhere zeitliche Auflösung zu erreichen. Dabei ist die Röntgenröhre quasi um den Patienten verteilt in der Gantry angeordnet und besteht aus Wolframtargetringen auf welche ein Elektronenstrahl fokussiert wird. Die entstehende Röntgenstrahlung wird mit einem Detektorring gemessen [2].

2.2 ERZEUGUNG DER RÖNTGENSTRAHLUNG

Röntgenstrahlung ist elektromagnetische Strahlung im Wellenlängenbereich von $\lambda \approx 10^{-8} \text{ m}$ bis $5 \cdot 10^{-12} \text{ m}$, was einem Energiebereich von $E \approx 100 \text{ eV}$ bis 250 keV entspricht. Im Gegensatz zur Gammastrahlung, die im Atomkern entsteht, entsteht Röntgenstrahlung durch Effekte in der Atomhülle und durch Ablenkung von Elektronen in einem Magnetfeld. Dabei kann es sich um das Magnetfeld eines Atomkerns oder um Magnetspulen eines Teilchenbeschleunigers handeln. In der radiologischen Diagnostik werden dazu Röntgenröhren verwendet, in denen Elektronen im Vakuum aus einer Heizkathode austreten. Die Elektronen werden in einem elektrischen Feld in Richtung der Anode (Target) beschleunigt werden (Abbildung 2.3). Die kinetische Energie der Elektronen hängt von der Beschleunigungsspannung U_a folgendermaßen ab:

$$E_{\text{kin}} = e \cdot U_a = \frac{1}{2} m_e v^2 \quad (2.1)$$

Dabei ist e die Elementarladung und m_e die (relativistische) Masse des Elektrons. Im Target verlieren die Elektronen dann ihre Energie über zwei mögliche Wechselwirkungsarten. Am wahrscheinlichsten ist die Kollision mit den Hüllenelektronen der Targetatome und damit deren Anregung oder Ionisierung. Angeregte Atome können

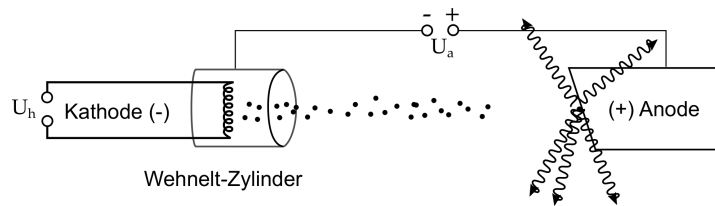


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer Röntgenröhre mit Heizspannung U_h und Beschleunigungsspannung U_a . Elektronen werden aus dem Wehnelt-Zylinder emittiert und in Richtung der Anode beschleunigt. Durch die Wechselwirkung im Anodenmaterial entsteht Bremsstrahlung und charakteristische Röntgenstrahlung. Abbildung nach [18] gezeichnet.

über strahlungslose Prozesse (z. B. Gitterschwingungen) oder durch Emission von Strahlung (unter anderem *charakteristische Röntgenstrahlung*) wieder in ihren Gleichgewichtszustand relaxieren. Besitzen die Elektronen, die durch die Ionisation frei geworden sind, genügend Energie können sie weitere Atome ionisieren. Die durch die Kollision von Elektronen transferierte kinetische Energie wird zu mehr als 99 % in Gitterschwingungen – also Wärme – umgesetzt [4]. Weniger wahrscheinlich ist die Erzeugung von *Bremsstrahlung*, wenn die Elektronen im elektrischen Feld des Atomkerns abgebremst werden. Der Wirkungsgrad der Erzeugung von Röntgenstrahlung liegt bei weniger als 1 %.

BREMSSTRAHLUNG Die Elektronen passieren mehrere Atomlagen und transferieren dabei schrittweise ihre Energie in Bremsstrahlung. Je näher ihr Pfad an einen Atomkern kommt, desto größer ist dabei ihr Energieverlust und desto größer die Energie der emittierten Bremsstrahlung. Im Grenzfall kann ihre gesamte kinetische Energie E_{\max} in Strahlung umgesetzt werden. Darunter ist jeder beliebige Energietransfer E_{tr} möglich. Wenn man die Eigenabsorption in der Anode vernachlässigt zeigt die Strahlungsintensität S eine lineare Abhängigkeit von der Photonenenergie mit einer negativen Steigung [19], die proportional zur Kernladungszahl Z des Targetmaterials ist:

$$S \propto Z(E_{\max} - E_{tr}) \quad (2.2)$$

CHARAKTERISTISCHE STRAHLUNG Die Elektronen in der Atomhülle sind mit von innen nach außen fallender Bindungsenergie gebunden. Die Bindungsenergie ist quantisiert (Hauptquantenzahl n) und wird mit Buchstaben (K, L, M, N, ...) bezeichnet. Jedes Energieniveau kann mit $2n^2$ Elektronen besetzt werden. Elektronen in der K-Schale mit Hauptquantenzahl $n = 1$ besitzen die höchste Energie. Ein von der Kathode in das Targetmaterial eindringendes Elektron kann nun ein gebundenes Elektron aus der Schale stoßen und das

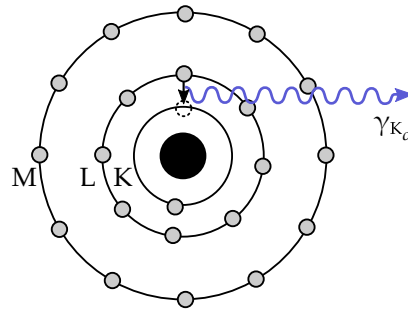


Abbildung 2.4: Die Energiedifferenz der Bindungsenergie wird in Form von charakteristischer Fluoreszenzstrahlung frei. Hier handelt es sich um den K_{α} -Übergang bei dem ein Elektron von der L- in die K-Schale wechselt. Nach [2] gezeichnet.

Atom ist somit ionisiert. Nun kann die Lücke in der K-Schale durch ein Elektron aus einer anderen Schale gefüllt werden. Dabei wird die Übergangsenergie in Form von Strahlung frei. Bei Elementen mit hoher Ordnungszahl (beispielsweise Wolfram mit $Z = 74$) liegt die Übergangsenergie im Bereich von ionisierender Strahlung. Diese diskreten Übergangsenergien sind charakteristisch für das Targetmaterial und werden mit Buchstaben und einem Index gekennzeichnet aus dem der Übergang ersichtlich ist. Beispielsweise werden Übergänge von der L-, M- und N-Schale in die K-Schale mit K_{α} , K_{β} und K_{γ} gekennzeichnet. In [Abbildung 2.4](#) ist der K_{α} -Übergang illustriert.

TYPISCHES RÖNTGENSPEKTRUM Bremsstrahlung und charakteristische Strahlung zusammen ergeben ein typisches Röntgenspektrum $S(E_x)$, welches für das Targetmaterial Wolfram in [Abbildung 2.5](#) dargestellt ist. Merkmale des Spektrums sind die maximale Photonenergie E_{\max} und die Peaks der charakteristischen Strahlung. In der **CT** werden Beschleunigungsspannungen zwischen $U_a = 60$ kV bis 150 kV eingesetzt. Auffällig ist die Abweichung vom idealen Bremsstrahlungsspektrum im Energiebereich unter 60 kV. Das Gehäuse der Röntgenröhre, zusätzliche Filtermaterialien und Luft im Strahlengang reduzieren diese niederenergetischen Photonen [4]. Üblicherweise ist dies gewünscht um die Patientendosis zu reduzieren, da Photonen in diesem Energiebereich nicht zur Bildgebung beitragen. Die Wechselwirkungsprozesse von ionisierender Strahlung mit Materie werden im folgenden [Abschnitt 2.3](#) erklärt.

TARGETMATERIAL Die Konversionseffizienz der Energieflussdichte (Intensität) des Elektronenstrahls in Röntgenstrahlung lässt sich zu

$$\eta = k \cdot U_a \cdot Z \quad (2.3)$$

berechnen. Dabei ist k eine vom Material abhängige Konstante und wurde empirisch zu 10^{-9} V^{-1} bestimmt [4]. Bei Wolfram mit $Z = 74$

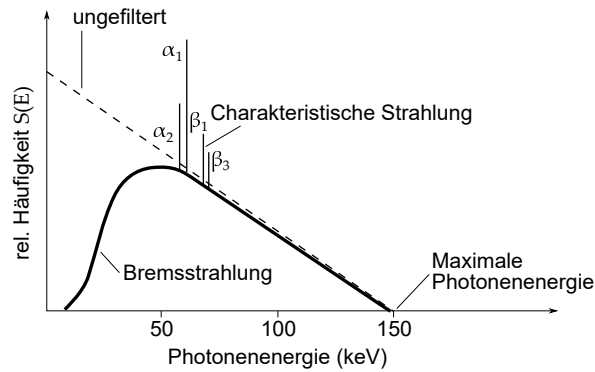


Abbildung 2.5: Typisches Röntgenspektrum mit einer Beschleunigungsspannung von 150 kV und Wolfram ($Z = 74$ als Anodenmaterial). Nach [4] gezeichnet.

und 125 kV Beschleunigungsspannung ergibt dies eine Effizienz von $\eta \approx 0,01$. Zusätzlich kann nur ein kleiner Raumwinkelbereich für die Bildgebung genutzt werden so dass sich die Effizienz auf ein Zehntel davon reduziert. Für die Wahl des Targetmaterials der Anode ist daher nicht nur eine hohe Ordnungszahl wünschenswert sondern auch eine gute Wärmeleitfähigkeit, Wärmekapazität und hohe Schmelztemperatur, da die restlichen 99 % der transferierten Energie in Wärme umgewandelt werden. Wolfram ist aufgrund seiner Eigenschaften das ideale Material sowohl für Dreh- als für Stehanodenkonfigurationen [4].

2.3 WECHSELWIRKUNG VON STRAHLUNG MIT MATERIE

Röntgenstrahlung besitzt die Fähigkeit, in Abhängigkeit des Materials unterschiedlich tief in Materie einzudringen. Aufgrund von Absorption und Streuung wird jedoch die Anzahl der Photonen, also die Intensität der Röntgenstrahlung, auf ihrem Weg durch die Materie reduziert. In diesem Abschnitt werden die wichtigsten Arten der Wechselwirkung von Strahlung mit Materie, wie Rayleigh-Streuung, Compton-Streuung und Photoeffekt beschrieben. Ein weiterer Effekt, die Paarbildung, wird nicht weiter betrachtet, da diese erst ab einer Photonenenergie über 1,02 MeV auftritt. In dieser Arbeit beschränkt sich die Energie auf den in der medizinischen Bildgebung relevanten Bereich zwischen 20 und 150 keV.

2.3.1 Lambert-Beersches Gesetz

Die physikalischen Wechselwirkungen Rayleigh-Streuung, Compton-Streuung und Photoeffekt lassen sich im *Absorptionskoeffizienten* μ zusammenfassen. Dieser hängt im Allgemeinen von der Energie der eingestrahnten Röntgenphotonen E_x , der Dichte ρ und Ordnungszahl Z des Materials ab. Für ein inhomogenes Objekt ist μ auch abhän-

gig von Ort x . Im Falle von monoenergetischer Strahlung und einem homogenen Objekt ist dann $\mu(E_x, \rho, Z, x) = \mu$. Betrachtet man einen Nadelstrahl aus Röntgenphotonen, der sich entlang der x -Richtung durch dieses Objekt bewegt, lässt sich die Anzahl N der Photonen am Ort x mit dem Lambert-Beerschen Absorptionsgesetz

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \quad (2.4)$$

beschreiben [2]. Der Absorptionskoeffizient μ setzt sich dabei additiv aus den Einzelkomponenten

$$\mu = \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Rayleigh}} \quad (2.5)$$

der zuvor genannten physikalischen Effekte zusammen. Das Gesetz von Lambert-Beer gilt nur im Falle eines Nadelstrahls bei dem die Streustrahlung den Pfad der Ausbreitung verlässt. Bei einem breiten Strahl ist die Streustrahlung zu einem großen Teil auch vorwärts gerichtet [2]. Im Folgenden werden die Beiträge von μ näher beschrieben.

Im Allgemeinen ändert sich der Absorptionskoeffizient ortsabhängig $\mu \rightarrow \mu(x)$, so dass aus [Gleichung 2.4](#)

$$N(s) = N_0 \cdot e^{-\int_0^s \mu(x) dx} \quad (2.6)$$

mit der Anzahl der Photonen $N(s)$ nach der Wegstrecke s wird. Des weiteren hängt der Absorptionskoeffizient von der Energie ab $\mu(x) \rightarrow \mu(E, x)$ und [Gleichung 2.6](#) muss erweitert werden zu

$$N(s) = \int_0^{E_{\max}} N_0(E) \cdot e^{-\int_0^s \mu(E, x) dx} dE. \quad (2.7)$$

Bei der Standard-Bildrekonstruktion (siehe [Abschnitt 2.5](#)) wird vereinfachend von einem Objekt ausgegangen welches primär aus Wasser besteht. Dies ist die Ursache für sogenannte *Strahlauhfärtungsartefakte*². Diese treten hauptsächlich in der Nähe von Materialien mit deutlich von Wasser abweichenden Absorptionskoeffizienten auf.

2.3.2 Rayleigh-Streuung

Ist der Durchmesser des streuenden Teilchens klein im Vergleich zur Wellenlänge der Strahlung bezeichnet man diese Interaktion als Rayleigh-Streuung. Es handelt sich um kohärente elastische Streuung, bei der sich die Richtung des gestreuten Photons ändert aber nicht dessen Energie. Der Beitrag zu μ ist nach [20]

$$\mu \propto \rho \cdot \frac{Z^{2,5}}{A} \cdot \frac{1}{E_x^2} \propto \rho \cdot \frac{Z^{1,5}}{E_x^2}. \quad (2.8)$$

² engl. beam hardening artefact

Dabei sind Z die Ordnungszahl und A die Massenzahl eines Elements. Für menschliches Gewebe, mit niedriger effektiver Ordnungszahl spielt die Rayleigh-Streuung bis etwa 20 keV eine Rolle. Bei Materialien mit hohem Z und bei Strahlung mit niedriger Energie, liegt der Beitrag bei 10 bis 15 % der Gesamtschwächung [21]. Photonen unter 20 keV sind in der CT aufgrund der Vorfilterung quasi nicht vorhanden.

In einer klassischen Beschreibung der Rayleigh-Streuung treibt das elektromagnetische Feld der Röntgenphotonen die stark gebundenen Elektronen des Atoms zu einer Auf- und Abwärtsbewegung an. Die oszillierende Bewegung der Elektronen fungiert als Dipolantenne, was in [Abbildung 2.6a](#) illustriert ist.

2.3.3 Compton-Effekt

Im Gegensatz zur Rayleigh-Streuung handelt es sich beim Compton-Effekt um einen inkohärenten unelastischen Streuprozess an Elektronen der äußeren Schalen, bei dem sich sowohl Richtung als auch Energie des gestreuten Photons vom ursprünglichen Photon unterscheiden. Dieser Effekt ist relevant bei Photonen mit hoher Energie und Atomen mit niedriger Ordnungszahl. In diesem Fall ist die Photonenenergie viel höher als die Bindungsenergie der Hüllenelektronen und diese können als quasi-frei betrachtet werden [22]. Ein Teil der Energie des eintreffenden Photons $E_x = h\nu$ wird dabei auf das Hüllenelektron übertragen und es bewegt sich mit reduzierter Energie E'_x fort. Die Energiebilanz dieses Streuprozesses ist durch

$$h\nu = E_{\text{kin}} + h\nu' \quad (2.9)$$

gegeben, wobei ν' die reduzierte Wellenlänge des gestreuten Photons ist und h das Plancksche Wirkungsquantum. Durch Energie- und Impulserhaltung kann die Wellenlängenänderung

$$\Delta\nu = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos(\theta)) \quad (2.10)$$

berechnet werden [4]. Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit. Der Streuwinkel θ ist in [Abbildung 2.6b](#) graphisch dargestellt. Bei dieser Betrachtung wurden dem Photon teilchenartige Eigenschaften zugesprochen, wodurch die mathematische Beschreibung des Compton-Effekt überhaupt erst ermöglicht wurde [23].

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit des Compton-Effekts hängt von der Elektronendichte n und nicht von der Ordnungszahl des Streumediums ab. Die *Klein-Nishina-Formel*

$$f_{\text{KN}}(\alpha) = \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{(1 + 3\alpha)}{(1 + 2\alpha)^2} \quad (2.11)$$

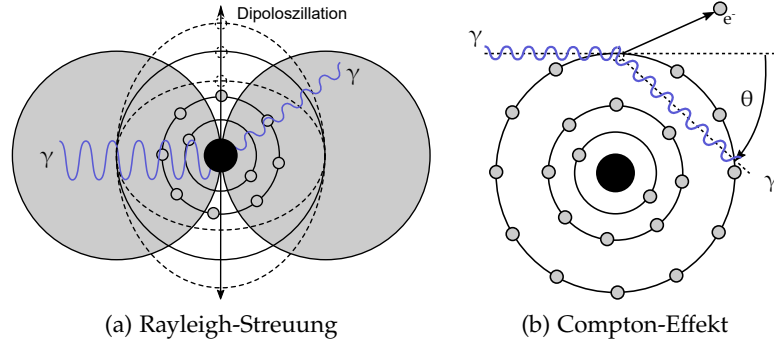


Abbildung 2.6: Illustration der (a) kohärenten elastischen Rayleigh-Streuung und des (b) inkohärenten unelastischen Compton-Effekts. Nach [2] gezeichnet.

mit $\alpha = E_x / (m_e \cdot c^2)$ beschreibt die Energieabhängigkeit des totalen Wechselwirkungsquerschnittes mittels Compton-Streuung [24, 25], wobei m_e die Ruhemasse des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist. Daraus ergibt sich folgende Proportionalität des Absorptionskoeffizienten:

$$\mu_{\text{Compton}} \propto \rho \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{1}{E_x^m} \quad (2.12)$$

Dabei variiert der Exponent m zwischen 0,5 und 1,0 im relevanten Energiebereich.

2.3.4 Photoelektrische Absorption

Ist die Bindungsenergie eines Hüllenelektrons kleiner als die Energie des eintreffenden Photons E_x , kann diese vollständig auf das Hüllenelektron übertragen werden. Das interagierende Elektron wird ins Kontinuum gehoben und bewegt sich dann als freies Photoelektron mit der kinetischen Energie

$$E_{\text{kin}} = E_x - E_{\text{bind}} \quad (2.13)$$

durch das Material. Dabei ist E_{bind} die Bindungsenergie des herausgeschlagenen Hüllenelektrons. Das Photoelektron deponiert seine Energie primär in Form von Gitterschwingungen und der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren (siehe [Unterabschnitt 2.3.7](#)). Die freie Position in der Atomhülle wird durch ein Elektron aus einer weiter außen liegenden Schale gefüllt. Die Differenz der Bindungsenergien der beteiligten Schalen wird in Form eines Fluoreszenzphotons oder Augerelektrons frei. Diese sekundären Effekte werden in [Unterabschnitt 2.3.6](#) näher beschrieben. Photo- und Augereffekt sind in [Abbildung 2.7](#) illustriert.

Die Wahrscheinlichkeit für die Wechselwirkung mittels Photoeffekt hängt stark von der Energie E_x und der Ordnungszahl Z ab. Dabei

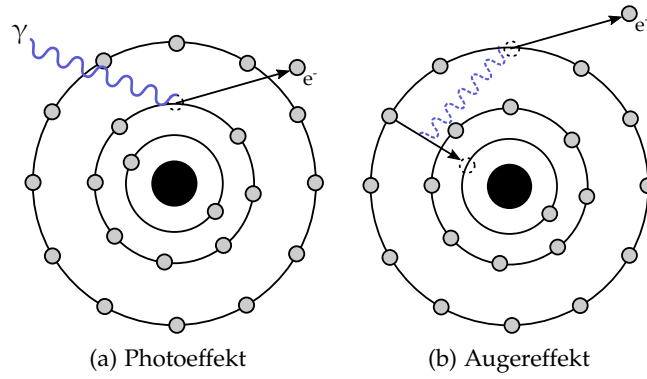


Abbildung 2.7: (a) Illustration des Photoeffekts. Die entstandene Lücke kann durch ein Elektron einer höheren Schale gefüllt werden unter Emission eines Fluoreszenzphotons (Abbildung 2.4) oder (b) eines Augerelektrons. Nach [2] gezeichnet.

fällt μ_{photo} näherungsweise mit $1/E_x^3$ ab. Nach [26] ist aufgrund der Coulombkraft ist die Elektronendichte ρ_e proportional zu Z^3 . Schließlich ergibt sich folgendes Verhalten:

$$\mu_{\text{photo}} \propto \rho \frac{Z^3}{E_x^3} \quad (2.14)$$

Ist die Energie des eintreffenden Photons E_x gerade etwas größer als die Bindungsenergie E_{bind} eines Hüllenelektrons, ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit besonders hoch und μ_{photo}/ρ zeigt einen starken Anstieg. Dieser Anstieg ist charakteristisch für das jeweilige Material und die Kanten im Verlauf des Absorptionskoeffizient werden nach der jeweiligen Elektronenschale benannt (siehe Abbildung 2.8).

2.3.5 Linearer Massenschwächungskoeffizient

Häufig wird zum Vergleich der Schwächungseigenschaften verschiedener Materialien der (lineare) Massenschwächungskoeffizient μ/ρ dem Absorptionskoeffizienten μ vorgezogen. Des weiteren kann mit ihm der Übergang von den mikroskopischen Größen Anzahldichte n_a und Streuquerschnitt σ_a formuliert werden als

$$\mu/\rho = n_a \cdot \sigma_a. \quad (2.15)$$

Der lineare Massenschwächungskoeffizient wird in der Einheit $[\mu/\rho] = \text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ angegeben.

In Abbildung 2.8 ist beispielhaft der Massenschwächungskoeffizient für die Materialien Wasser und Blei mit den jeweiligen Beiträgen von Photoeffekt, Rayleigh-Streuung, Compton-Effekt und Paarbildung dargestellt. Die Paarbildung ist hier nicht beschrieben, da sie weit außerhalb des Energiebereichs diagnostischer Röntgenstrahlung

auftritt. Im relevanten Energiebereich ist jeweils der Compton- beziehungsweise Photoeffekt für die Schwächung bei Wasser beziehungsweise Blei verantwortlich. Des weiteren weist der Massenschwächungskoeffizient von Blei eine K-Kante³ im diagnostischen Energiebereich auf.

2.3.6 Sekundäre Effekte

Die bei Compton- oder Photoeffekt frei gewordenen Energieniveaus in der Atomhülle können durch Elektronen höherer Schalen mit geringerer Bindungsenergie gefüllt werden. Die Differenz der Bindungsenergien wird dabei in Form eines *Fluoreszenzphotons* oder eines *Augerelektrons* frei.

FLUORESZENZ Das Fluoreszenzphoton besitzt die Energie des Übergangs zwischen den beteiligten Energieniveaus. Die Bezeichnung der Übergänge ist dabei analog zur charakteristischen Strahlung (vergleiche [Abschnitt 2.2](#)), welche in [Abbildung 2.4](#) dargestellt ist. Diese Fluoreszenzen treten insbesondere bei photonenzählenden Detektoren mit Cadmiumtellurid (CdTe) auf und führen zu Übersprechen zwischen Pixeln. Siehe dazu [Abschnitt 4.1](#).

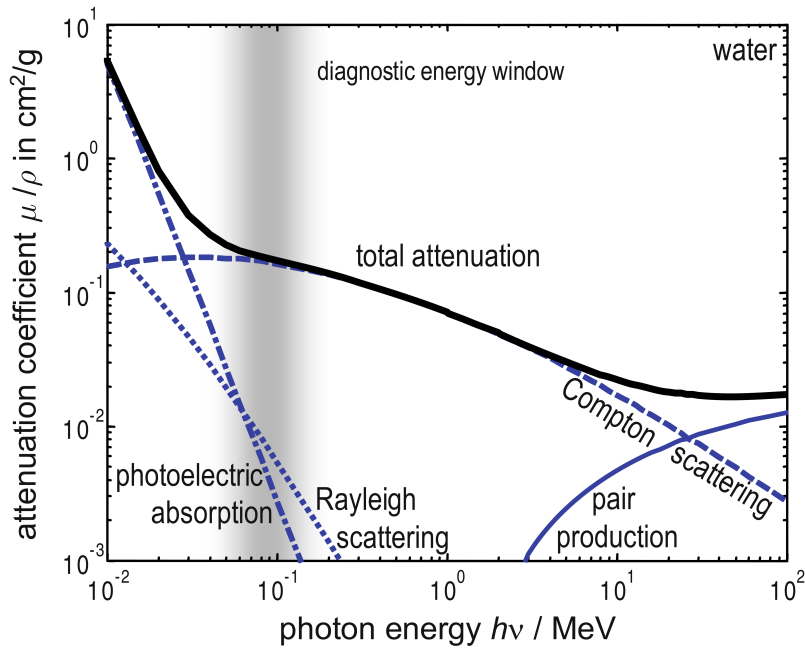
AUGEREFFEKT Die Lücke in der Atomhülle kann durch ein Elektron einer äußeren Schale besetzt werden. Die freiwerdende Energie wird strahlungslos auf ein anderes Elektron des Atoms übertragen. Dieses Elektron verlässt dann das Atom mit entsprechender kinetischer Energie und wird als *Auger-Elektron* bezeichnet. Zurück bleibt ein Atom mit zwei Lücken in der Atomhülle. Man spricht hierbei dann von einem strahlungslosen Effekt. Die Lücken können mit Elektronen aus höheren Schalen gefüllt werden. Der Augereffekt ist in [Abbildung 2.7b](#) illustriert.

2.3.7 Wechselwirkung der Sekundärelektronen

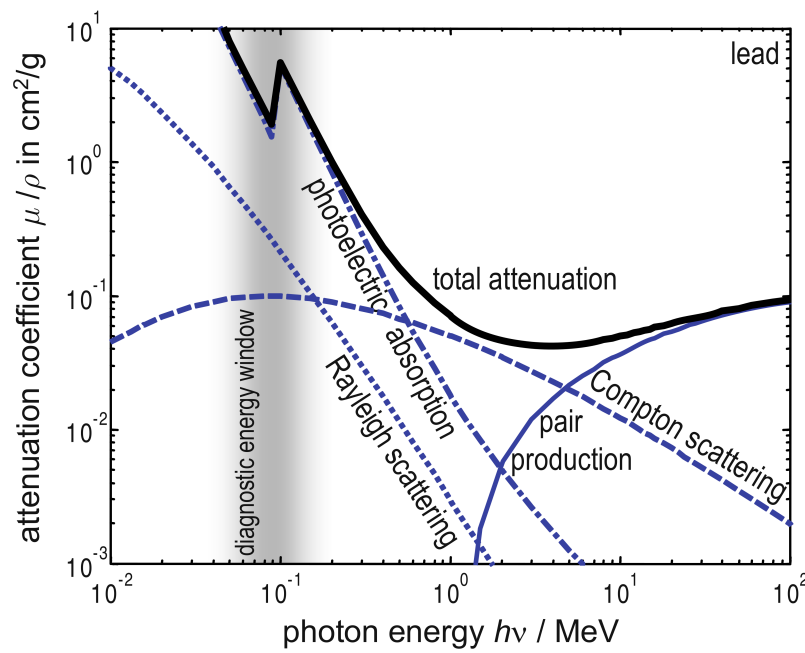
Die bei Photo- und Compton-Effekt freigesetzten Elektronen bezeichnet man als *Sekundärelektronen*. Sie können ihre kinetische Energie über Bremsstrahlung verlieren, da sie im Coulombfeld der Atomkerne abgelenkt werden. Der Prozess ist dabei analog zur Erzeugung von Röntgenbremsstrahlung in [Abschnitt 2.2](#). Dieser Prozess ist jedoch bei Sekundärelektronen, die durch Primärstrahlung im Bereich diagnostischer Röntgenstrahlung ausgelöst werden, mit einem Prozent relativ unwahrscheinlich [1].

Alternativ geben die freien Sekundärelektronen ihre kinetische Energie durch Elektron-Elektron-Stöße mit gebundenen Hüllenelektronen ab. Die meiste Energie wird bei einem frontalem Zusammenstoß über-

³ auch K-Absorptionskante



(a) Massenschwächungskoeffizient von Wasser



(b) Massenschwächungskoeffizient von Blei

Abbildung 2.8: Massenschwächungskoeffizient μ/ρ von (a) Wasser und (b) Blei mit den Beiträgen von Photoeffekt, Rayleigh-Streuung, Compton-Effekt und Paarbildung. In grau markiert ist der Energiebereich diagnostischer Röntgenstrahlung. Entnommen aus [2].

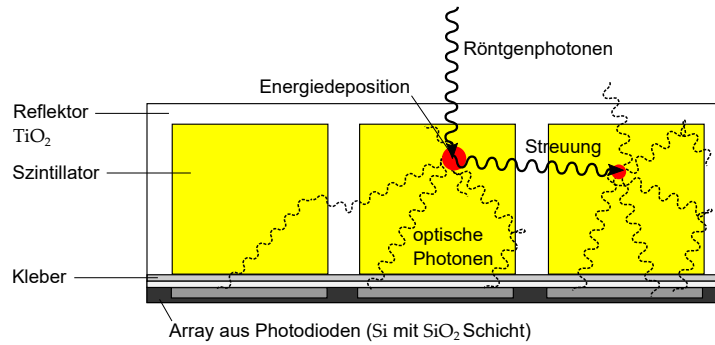


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung eines energieintegrierenden Detektors. Nach [5] gezeichnet.

tragen und es ist sogar eine Ionisierung möglich. Dieser Prozess wird als Møllerstreuung bezeichnet. Der durch die Ionisation frei gewordene Platz wird durch die im vorherigen Abschnitt beschriebenen sekundären Effekte wieder besetzt. Wahrscheinlicher, aber mit geringerem Energieübertrag verbunden, ist ein kontinuierlicher Energieverlust durch streifende Zusammenstöße mit gebundenen Elektronen. Die Energiedeposition erfolgt in Form von Gitterschwingungen und Elektronen-Loch-Paaren [1].

2.4 ENERGIEINTEGRIERENDE DETEKTOREN

In diesem Abschnitt werden energieintegrierende Detektoren (EIDs) basierend auf Gadoliniumoxisulfid ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$)⁴ in Anlehnung an [5] beschrieben. Sie stellen den Standard in der heutigen CT dar. $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ ist ein anorganischer Kristall, welcher bei Anregung durch Röntgenstrahlung szintilliert, also Photonen im sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums emittiert. Diese werden mit Photodioden detektiert. Abbildung 2.9 stellt die Umgebung eines Pixels eines EID schematisch dar. Das Szintillatormaterial wird durch TiO_2 mit einer typischen Pixelgröße von $1,25 \times 1,25 \text{ mm}^2$ unterteilt. Es wirkt als Reflektor für die optischen Photonen und verhindert somit ein Übersprechen in benachbarte Pixel. Oberhalb des Reflektormaterials sorgt ein auf den Fokus orientiertes Streustrahlenraster aus Wolframstäben dafür, dass im untersuchten Objekt entstehende Streustrahlung unterdrückt wird. Das Reflektormaterial und das Streustrahlenraster absorbieren jedoch auch signalrelevante Direktstrahlung, was zu einer Verschlechterung der Dosiseffizienz führt. $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$ wird typischerweise mit einer Dicke in der Größenordnung von 1,4 mm verwendet und absorbiert damit näherungsweise alle Röntgenphotonen im Energiebereich medizinischer Röntgenstrahlung (siehe beispielsweise Abbildung 4.2b).

⁴ $\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S}$

Die Signalentstehung wurde von Heismann in [27] modelliert. Es werden ungefähr 60 Photonen je keV eintreffendem Röntgenphoton isotrop abgestrahlt. Nicht alle Photonen werden von der Photodiode detektiert. Die Wahrscheinlichkeit N_{ph} Photonen bei einem Röntgenphoton mit E_x zu detektieren wird von der Detektorantwortfunktion $D_R(N_{ph}, E_x)$ angegeben (siehe [Abbildung 2.10](#)).

Bei Energien unterhalb der K-Kante von Gadolinium mit 50,2 keV hängt der Erwartungswert von N_{ph} im Wesentlichen linear von der Energie der eingestrahnten Photonen E_x ab. Mit steigender Energie E_x nimmt die Reichweite der Röntgenphotonen zu und die optischen Photonen haben einen kürzeren Weg zur Photodiode, was zu einer höheren Detektionswahrscheinlichkeit führt (*engl. light tailing*). Ab $E_x > 50,2$ keV können Elektronen aus der K-Schale herausgeschlagen werden, welche unter Emission von Fluoreszenzphotonen wieder gefüllt wird. Dies zeigt sich in $D_R(N_{ph}, E_x)$ in einem Abzweig mit geringerer Anzahl optischer Photonen. Mit steigender Energie der Röntgenstrahlung wird zwar das light tailing wahrscheinlicher, jedoch wirkt die fallende Absorptionswahrscheinlichkeit von [GOS](#) entgegen.

In der [CT](#) ist die Anzahl der Röntgenphotonen groß und die Anzahl der Photonen N_{ph} kann aufintegriert werden, so dass man die spektrale Wahrscheinlichkeitsverteilung $D_R(E_x)$ für die Gesamtphotonenzahl erhält:

$$D_R(E_x) = \int D_R(N_{ph}, E_x) dN_{ph} \quad (2.16)$$

Für medizinische Röntgenstrahlung zwischen 1 keV und 120 keV steigt die Detektorantwort nahezu linear mit E_x . Ab 120 keV sinkt sie leicht aufgrund der sinkenden Absorptionswahrscheinlichkeit. Die Anzahl der detektierten Photonen ist dann

$$N \propto \int S(E_x) D_R(E_x) dE_x \propto \int S(E_x) E_x dE_x \quad (2.17)$$

Dabei ist $S(E_x)$ ein typisches Röntgenspektrum ([Abschnitt 2.2](#)). Höherenergetische Röntgenquanten tragen also mit ihrer Energie E_x gewichtet zur Anzahl der detektierten Photonen und damit zum Detektorsignal bei.

2.5 DATENAKQUISITION UND BILDREKONSTRUKTION

Aus den im Messprozess akquirierten Daten soll ein Bild rekonstruiert werden, welches den ortsabhängigen Absorptionskoeffizienten $\mu(x)$ des untersuchten Objekts wiedergeben soll. Die Energieabhängigkeit von μ wird dabei in der Praxis unterschlagen [2]. Den Absorptionskoeffizienten $\mu(x)$ erhält man durch Inversion des Projektionsintegrals

$$p = -\ln \left(\frac{N}{N_0} \right) = \int_0^s \mu(x) dx \quad (2.18)$$

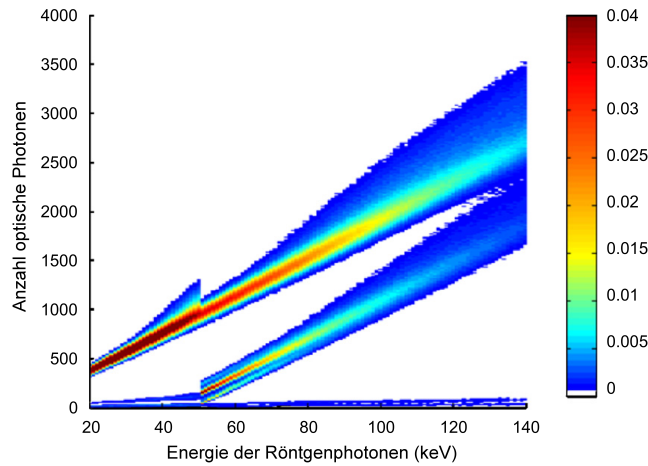


Abbildung 2.10: Spektrale Empfindlichkeit eines energieintegrierenden Detektors. Aus [27] entnommen und Achsenbeschriftungen angepasst.

Dabei ist N_0 die Anzahl der auf das Objekt eintreffenden Photonen und N die Anzahl der Photonen nach durchlaufen einer Geraden vom Fokus durch das Objekt am Ort des Detektors. Für ein rotierendes Messsystem wie in [Abbildung 2.1](#) misst man eine Vielzahl von Projektionsintegralen $p_\gamma(\xi)$, wobei γ der Rotationswinkel und ξ die Detektorkoordinate sind. In [Abbildung 2.11](#) wird anhand eines Abdomenschnittbildes der Messprozess illustriert. Die Schwächungswerte im Objektraum $\mu(x, y)$ ([Abbildung 2.11a](#)) werden durch die Messung in Projektionsintegralen gemessen und als Sinogramm dargestellt ([Abbildung 2.11b](#)). Mathematisch wird der Messprozess als Radontransformation beschrieben und die Projektionsintegrale $p_\gamma(\xi)$ dementsprechend im Radonraum dargestellt.

Typischerweise muss für die Rekonstruktion p in Parallelstrahlgeometrie vorliegen, jedoch erfolgt die Messung bei einem Computertomographen der dritten Generation in Fächerstrahlgeometrie. Durch eine einfache Umsortierung der Projektionsintegrale lässt sich zwischen den Geometrien wechseln. Dazu beginnt man beispielsweise mit dem Zentralstrahl beim Startwinkel γ_0 und sucht beim rotierten System die Strahlen, die parallel dazu sind. Dies wiederholt man für alle γ_i .

Zur Lösung des inversen Problems, also der Weg von den gemessenen Projektionsintegralen zurück zu den Schwächungskoeffizienten, gibt es eine Vielzahl von Möglichkeiten. Diese sind umfangreich in [2] mit ihren Vor- und Nachteilen diskutiert. Namentlich zu erwähnen sind hier *Johann Radon*, der er als Erster mit der *inversen Radontransformation* das Problem auf dem Gebiet der Radioastronomie löste, und *Allan Cormack*, der mit seinen Beiträgen als Erster die Rekonstruktion von Tomographiebildern ermöglichte. In der Praxis ist die Rekonstruktionsmethode der *gefilterten Rückprojektion* etabliert. Dazu

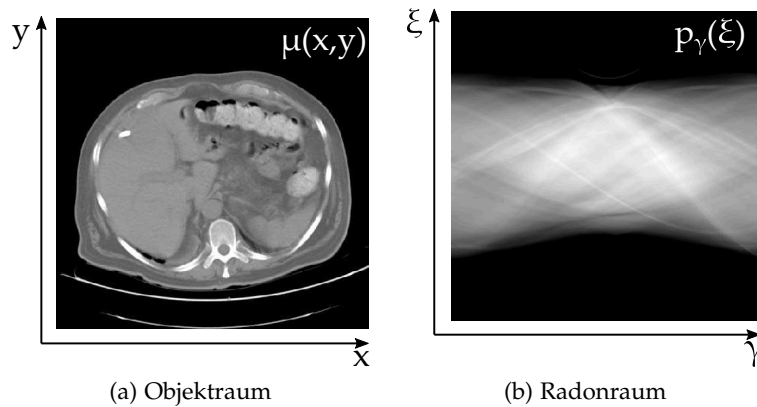


Abbildung 2.11: Gezeigt sind beispielhaft die Schwächungswerte eines Abdomens im (a) Objektraum $\mu(x,y)$ und (b) nach Radontransformation in die Projektionsintegrale $p_\gamma(\xi)$ im Radonraum (Sinogramm). Abbildungen aus [2] entnommen.

werden die Projektionsdaten $p_\gamma(\xi)$ mit einem Filterkern gefaltet und anschließend zurück in den Bildraum projiziert. Diese Methode ist äquivalent zur inversen Radontransformation [2].

Historisch gehen die genannten Algorithmen von CT-Systemen mit einem oder wenigen Detektorzeilen in z -Richtung aus. Um einen dreidimensionalen Datensatz von einem Objekt zu erfassen, wird typischerweise der Tisch auf dem sich das Objekt befindet, schrittweise weitergeschoben. Dabei werden schichtweise Daten gemessen und rekonstruiert. Diese zweidimensionalen Schichten werden anschließend aneinander gesetzt. Die primäre Rekonstruktion ist dabei zweidimensional. Bei einer Messung mit kontinuierlichem Tischvorschub (*Spiral-CT*) werden zwar gegeneinander verkippte Schichten rekonstruiert, aber die primäre Rekonstruktion bleibt zweidimensional. Für Detektorsysteme mit vielen Zeilen in z -Richtung sind Algorithmen nötig, die diese dreidimensionale Kegelstrahlgeometrie berücksichtigen [28, 2], da sonst Artefakte zu erwarten sind.

Der Filterkern ist neben den Hardwarekomponenten maßgeblich zur Erreichung einer bestimmten Schärfe im Bild verantwortlich. Mit einem weichen beziehungsweise harten Kern wird geringe Schärfe mit geringem Bildrauschen beziehungsweise hohe Schärfe mit hohem Bildrauschen erreicht. Die Wahl des Filterkerns hängt dabei von der klinischen Fragestellung ab [2].

2.6 HOUNSFIELD-SKALA

Die rekonstruierten Schwächungskoeffizienten $\mu(\mathbf{x})$ werden als CT-Zahlen oder HU-Werte in der Hounsfield-Skala mit der dimensionslosen Einheit Hounsfield Unit (HU) dargestellt. Diese Skala besitzt

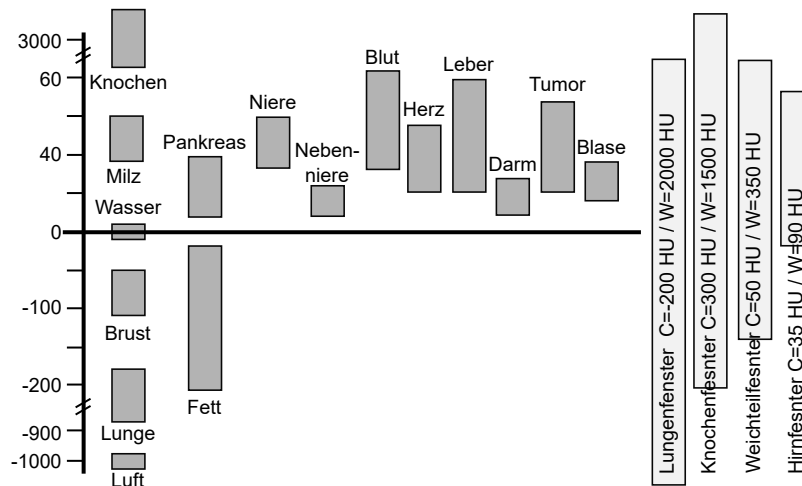


Abbildung 2.12: HU-Werte verschiedener Körpermaterialien und Betrachtungsfenster. Daten aus [2] entnommen.

unabhängig vom applizierten Spektrum die beiden Fixpunkte Luft bei -1000 HU und Wasser bei 0 HU und ist definiert als

$$\text{CT-Zahl} = \frac{\mu - \mu_w}{\mu_w} \cdot 1000 \text{ HU} \quad (2.19)$$

Bei Materialmischungen handelt es sich um die effektiven Schwächungskoeffizienten. Diese sind des weiteren abhängig vom eingestrahlten Röntgenspektrum. Das bedeutet, dass dasselbe Material bei Verwendung von verschiedenen Röntgenspektren auch unterschiedliche CT-Zahlen hat. Die CT-Zahlen von Körpermaterialien haben dabei typische Werte welche in [Abbildung 2.12](#) dargestellt sind. Das menschliche Auge kann ungefähr 50 gleichabständige Kontraststufen unterscheiden [4] und daher ist es nicht möglich den kompletten Dynamikbereich eines CT-Bildes – typischerweise -1024 HU bis 3071 HU – gleichzeitig darzustellen. Daher wird in Abhängigkeit der klinischen Fragestellung nur ein bestimmter Ausschnitt der HU-Werte zur Anzeige gebracht ([Abbildung 2.12](#)). Der HU-Werte-Bereich wird dabei als Fensterbreite W (engl. *window width*) bezeichnet. Der Ausschnitt der dargestellten HU-Werte bestimmt ergibt sich um eine zentralen HU-Wert C (Fenstermitte – engl. *window center*) $\pm 1/2 W$.

2.7 FORMFILTER UND SPEKTRALE FILTER

Patienten besitzen typischerweise einen elliptischen Querschnitt und Röntgenstrahlen in der Peripherie werden weniger geschwächt als die Strahlen durch zentralere Bereiche. Ein Formfilter, der idealerweise so geformt ist, dass am Detektor für jeden Kanal ein konstantes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht wird, ist in der Lage die Dosis zu reduzieren. Meistens sind diese Filter geformt wie in [Abbildung 2.13a](#) und werden auch als *bowtie filter* bezeichnet.

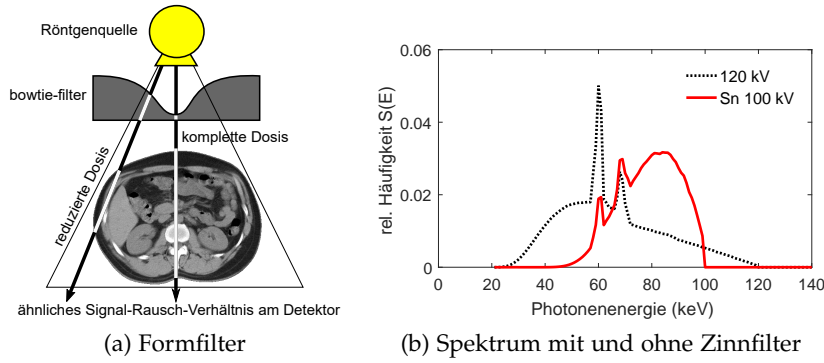


Abbildung 2.13: (a) Formfilter reduzieren die Dosis, da in der Peripherie weniger Gewebe zu durchstrahlen ist [2]. (b) Ein spektraler Filter (z. B. Zinn) verändert das Röntgenspektrum um bei Untersuchungen ohne Kontrastmittel eine Dosisreduktion zu erzielen (hier: 0,6 mm Zinn).

Durch meistens flache, sogenannte *spektrale* Filter werden die Photonen mit geringer Energie aus dem Röntgenspektrum gefiltert, die nur wenig zum Signal beitragen. Beispielsweise lässt sich mit einem Zinnfilter die Dosis für Untersuchungen ohne Kontrastmittel reduzieren (siehe [Abbildung 2.13b](#)).

2.8 DOSIS

Als Surrogat für die tatsächlich auf das untersuchte Objekt übertragene Energie wird in der CT der gewichtete Computertomographie-Dosisindex ($CTDI_w$) und das Dosislängenprodukt (DLP) verwendet. Der $CTDI_w$ gibt die Dosis eines axialen Scans an.

Dazu wird, meist mit einer Dosislängenproduktmesskammer, die integrale Dosis

$$CTDI_{100} = \int_{-50 \text{ mm}}^{+50 \text{ mm}} \frac{D(z)}{N \cdot T} dz \quad (2.20)$$

des Dosisprofils $D(z)$ entlang der z-Richtung im CTDI-Phantom gemessen und durch die Anzahl der Schichten N und Schichtdicke T geteilt wird. Schließlich wird der gewichtete Computertomographie-Dosisindex

$$CTDI_w = \frac{1}{3} CTDI_{100}^c + \frac{2}{3} CTDI_{100}^p \quad (2.21)$$

berechnet, wobei $CTDI_{100}^c$ die zentrale und $CTDI_{100}^p$ die periphere Messung des $CTDI_{100}$ bezeichnet. Die genaue Definition und Messmethodik kann [29] entnommen werden. Für Scans mit Tischvorschub wird der $CTDI_{vol}$ verwendet, welcher als

$$CTDI_{vol} = \frac{CTDI_w}{pitch} \quad (2.22)$$

Tabelle 2.1: Konversionsfaktoren von Dosislängenprodukt in effektive Dosis in Abhängigkeit von Alter und Untersuchungsregion [31].

Untersuchungsregion	Effektive Dosis pro DLP in $\text{mSv mGy}^{-1} \text{cm}^{-1}$				
Alter in Jahren	0	1	5	10	Erw.
Kopf & Hals	0,013	0,0085	0,0057	0,0042	0,0031
Kopf	0,011	0,0067	0,004	0,0032	0,0021
Hals	0,017	0,012	0,011	0,0079	0,0059
Thorax	0,039	0,026	0,018	0,013	0,014
Abdomen & Becken	0,049	0,03	0,02	0,015	0,015
Rumpf	0,044	0,028	0,019	0,014	0,015

definiert ist. Dabei ist der Pitch der Tischvorschub pro nomineller Kollimierung entlang der z-Achse im Isozentrum. Das DLP ergibt sich als Produkt von CTDI_{vol} und der Scanlänge und wird meistens in der Einheit mGy cm angegeben.

Weder die gesamte auf das Objekt übertragene Energie noch das Dosislängenprodukt geben Aufschluss über das Strahlenrisiko der CT-Untersuchung. Die internationale Strahlenschutzkommission führte für diese Beurteilung das Konzept der *effektiven Dosis* ein [30]. Die effektive Dosis wird üblicherweise in Millisievert (mSv) angegeben und ist die gewichtete Summe aller Organeinzeldosen von sowohl direkter als auch gestreuter Strahlung. Die Gewichtung erfolgt dabei je nach biologischer Strahlensensitivität der einzelnen Organe. Die effektive Dosis kann mit anthropomorphen Ganzkörperphantomen gemessen oder mit Monte-Carlo-Methoden simuliert werden [4].

Mittels einfacher Konversionsfaktoren f kann aus dem Dosislängenprodukt näherungsweise die effektive Dosis E über

$$E = \text{DLP} \cdot f \quad (2.23)$$

bestimmt werden. [Tabelle 2.1](#) gibt etablierte Konversionsfaktoren in Abhängigkeit von Alter und Untersuchungsregion an. Die Altersabhängigkeit berücksichtigt aber nur die altersentsprechende Anatomie und nicht eine eventuelle von Erwachsenen abweichende „Strahlenempfindlichkeit“.

Der CTDI_w wird separat für zwei Phantomdurchmesser 16 cm und 32 cm gemessen. Der kleine Durchmesser wird für die Angabe von Dosiswerten bei Untersuchungen des Kopfes verwendet und der große Durchmesser für den restlichen Körper. Dabei wird die Durchmesserabhängigkeit der gesamten übertragenen Energie unterschlagen. Mit dem Konzept des *size-specific dose estimate* wird versucht diesen Nachteil zu beheben [32, 33].

Spektrale Computertomographie ist ein Oberbegriff für verschiedene Aufnahmetechniken, die einen diagnostischen Mehrwert durch Akquirierung von zusätzlichen Informationen bei der CT generieren soll. Für die Erzeugung dieser ergänzenden Information kommen verschiedene Techniken zum Einsatz, die mit verschiedenen Röntgenspektren oder der energieaufgelösten Detektion der Röntgenstrahlung arbeiten. Alle Techniken versuchen die Energieabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten $\mu(E)$ abzubilden, wodurch sich der Name spektrale CT ableitet. Zunächst werden in diesem Abschnitt die physikalischen Grundlagen für die spektrale Computertomographie beschrieben und anschließend die verschiedenen Datenaufnahmetechniken.

3.1 PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

Das Projektionsintegral in Gleichung 2.18 kann dieselben Werte für unterschiedliche Materialien mit verschiedener Ausdehnung entlang der x-Achse annehmen. Durch zusätzliche spektrale Informationen kann der Schwächungskoeffizient $\mu(E)$ durch wenige Konstanten a_i und einem geeigneten Satz von Basisfunktionen $f_i(E)$ als Linearkombination

$$\mu(E, \mathbf{x}) = \sum_i a_i(\mathbf{x}) \cdot f_i(E) \quad (3.1)$$

dargestellt werden [25]. Im Energiebereich diagnostischer Röntgenstrahlung sind als Basisfunktionen beispielsweise die Schwächungskoeffizienten von Wasser $\mu_{\text{H}_2\text{O}}(E)$ und Knochen $\mu_{\text{Knochen}}(E)$ oder die Kombination von Wasser und Iod $\mu_{\text{Iod}}(E)$ geeignet. Die K-Kante von Iod bei 33,2 keV ist hierbei unerheblich, da in diesem Energiebereich fast keine Photonen vorhanden sind. Sämtliche im Körper vorhandenen Materialien weisen keine K-Kante im relevanten Energiebereich auf. Alvarez und Macovski [25] schlugen vor die Energieabhängigkeit von Photo- und Compton-Effekt zu verwenden und schrieben als Linearkombination

$$\mu(E, \mathbf{x}) = a_1(\mathbf{x}) \frac{1}{E^3} + a_2(\mathbf{x}) f_{\text{KN}}(E). \quad (3.2)$$

Dabei wird der Photoeffekt durch $1/E^3$ und die Compton-Streuung durch die Klein-Nishina-Funktion $f_{\text{KN}}(E)$ modelliert (Gleichung 2.11). Mit dieser Methodik gelingt die Zerlegung in zwei Materialbasen beziehungsweise zwei physikalische Effekte, wenn die Schwächungskoeffizienten keine Diskontinuitäten aufweisen. Es sind mindestens

zwei spektrale Datensätze nötig, die mit den Techniken im folgenden Abschnitt gemessen werden können. Diese Methoden werden daher auch als Dual-Energy-Methoden (DE-Methoden) bezeichnet.

Für die Zerlegung in mehr als zwei Basen ist ein Material nötig, welches eine Diskontinuität im Verlauf des Schwächungskoeffizienten aufweist und somit nicht mehr als Linearkombination von Photo- und Compton-Effekt geschrieben werden. Gadolinium besitzt eine K-Kante bei 50,2 keV und käme damit in Frage [34]. Gleichung 3.2 muss dann lediglich um einen Term erweitert werden

$$\mu(E, \mathbf{x}) = a_1(\mathbf{x}) \frac{1}{E^3} + a_2(\mathbf{x}) f_{\text{KN}}(E) + a_3(\mathbf{x}) f_{\text{K-edge}}(E) \quad (3.3)$$

um die K-Kante zu berücksichtigen. Daher wird diese potentielle Technik auch als *K-Kanten-Bildgebung* bezeichnet. Es müssen hierfür mindestens drei spektrale Datensätze vorliegen [34] oder es müssen Annahmen über die Materialzusammensetzung in einzelnen Voxeln gemacht werden [8, 35].

Für die Linearkombination in Gleichung 3.1 können entweder die physikalischen Effekte oder die linearen Schwächungskoeffizienten bestimmter Materialien als Basisfunktionen f_i verwendet werden (z. B. Wasser und Knochen) [36]. In letzterem Fall sind dann die Koeffizienten $a_i(\mathbf{x})$ die relativen Materialanteile am Ort \mathbf{x} .

3.2 MEHR-ENERGIE-KONZEPTE

In diesem Abschnitt werden zunächst die in der klinischen Routine etablierten DE-Techniken beschrieben. Prinzipiell könnte jede Technik modifiziert werden, um drei spektrale Datensätze zu akquirieren, jedoch wäre dies immer mit einem Verlust an zeitlicher Auflösung oder Untersuchungsgeschwindigkeit verbunden. Photonenzählende Detektoren (Unterabschnitt 3.2.6) werden in vorklinischen Studien untersucht. Diese wären auch der geeignete Kandidat für die K-Kanten-Bildgebung.

3.2.1 Konsekutive Scans

Die technisch einfachste Methode, um zusätzliche spektrale Informationen zu erhalten, ist zwei aufeinander folgende CT-Untersuchungen mit verschiedenen Röhrenspannungen durchzuführen [5, 6]. Dadurch ist es möglich, beide Scans mit verschiedenen Vorfilterungen und Röhrenströmen durchzuführen, um eine optimale spektrale Trennung mit optimaler Dosisanpassung zu erhalten. Bei dieser Methode kann das volle Messfeld verwendet werden und es gibt keine Beeinträchtigung durch Streustrahlung einer zweiten Röntgenquelle. Nachteilig ist jedoch der zeitliche Versatz der beiden Scans, was eine komplexe Bildregistrierung nötig macht [37]. In Abbildung 3.1 ist das entsprechende Konzept illustriert.

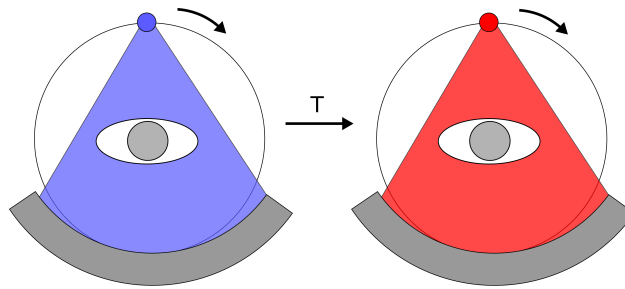


Abbildung 3.1: Spektrale CT mit aufeinander folgenden Scans unterschiedlicher Röhrenspannung. Abbildungen nachgezeichnet [5].

3.2.2 Dual-Source

Bei *Dual-Source*-Computertomographen beherbergt die Gantry zwei Messsysteme, die in einem Winkel von ungefähr 90° bis 95° angeordnet sind (Abbildung 3.2a). Diese werden typischerweise als A- und B-System bezeichnet. Für die Datenaufnahme können die beiden Messsysteme mit unterschiedlichen Spannungen, Strömen und Vorfilterungen betrieben werden. Das höher energetische Spektrum wird meistens zusätzlich mit einem Zinnfilter aufgehärtet. Das B-System bietet in der Praxis ein kleineres Messfeld von circa 35 cm. Spektrale Informationen sind dadurch auf dieses Messfeld limitiert auch wenn Bilder mit dem vollen Messfeld des A-Systems rekonstruiert werden [5, 37].

Aufgrund des rotierten Einbauwinkels der beiden Messsysteme werden nie identische Projektionen während eines Scans aufgenommen, so dass diese in einem Vorverarbeitungsschritt ausgerichtet werden müssen [38, 39]. Desweiteren kann bei einem solchen Computertomographen Streustrahlung des jeweils anderen Messsystems detektiert werden, was durch Algorithmen ausgeglichen werden muss [6, 40].

3.2.3 kV-Switching

Bei der Methode der *kV-Switching-CT* wird die Röhrenspannung während der Rotation des Messsystems schnell zwischen zwei verschiedenen Werten geschaltet, so dass ein verschachtelter Datensatz entsteht, wie in Abbildung 3.2b dargestellt ist [6, 41]. Sind die Umschaltzeiten sehr klein, ist es nicht nötig die beiden Datensätze im Bildraum zu registrieren; auch muss nicht die Streustrahlung eines zweiten Messsystems korrigiert werden. Damit keine Artefakte durch Unterabtastung entstehen, sind die Rotationszeiten in der Praxis auf 0,5 s bis 1 s beschränkt. Da der Röhrenstrom nicht in gleicher schneller Frequenz geschaltet werden kann, wie die Spannung, wird die Anzahl der Projektionen mit niedriger und hoher Energie entsprechend angepasst, um ähnliche Dosis zu erhalten. Des Weiteren ist es nicht es

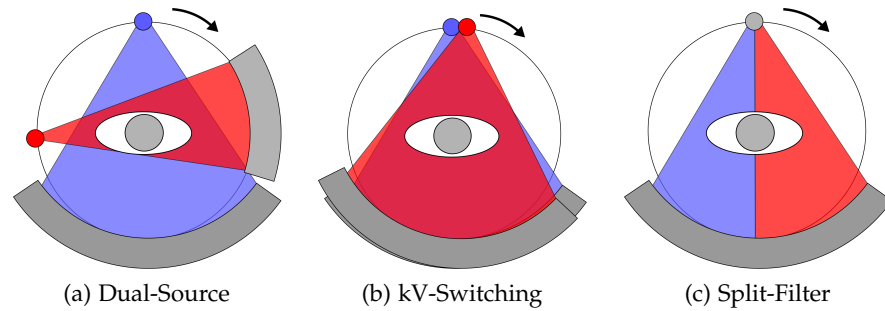


Abbildung 3.2: Dargestellt sind (a) die Dual-Source-CT mit zwei verschiedenen Röhrenspannungen, Strömen und Vorfilterungen während eines Scans, (b) die kV-Switching-CT mit schnell wechselnden Röhrenspannungen, aber konstantem Strom und gleicher Vorfilterung und (c) die CT mit geteiltem Filter (Split-Filter) entlang der Winkelrichtung. Abbildungen nachgezeichnet [5].

nicht möglich das Spektrum mit hoher Spannung durch einen zusätzlichen Filter weiter aufzuhärten [37].

3.2.4 Split-Filter

Split-Filter werden typischerweise in Geräten mit einem Messsystem verwendet um zusätzliche spektrale Informationen zu akquirieren. Dabei wird die Untersuchung bei einer Röhrenspannung durchgeführt. Der spektrale Filter ist dabei so ausgeprägt, dass ein Teil des Röntgenstrahls mit einem Material gefiltert wird, welches ein weiches Röntgenspektrum passieren lässt. Für die andere Hälfte wird entsprechend ein Material verwendet, welches harte Röntgenstrahlung durchlässt. Der Split-Filter kann den Röntgenstrahl dabei entweder in Winkel-, in z- oder in beiden Richtungen teilen. In [Abbildung 3.2c](#) ist eine in Winkelrichtung geteilter Filter dargestellt. In kommerziell erhältlichen Computertomographen ist ein in z-Richtung geteilter Filter etabliert [42, 43]. Dabei besteht die eine Hälfte des Filters aus Gold und die andere aus Zinn. Die Dicken sind entsprechend so gewählt, dass ungefähr die gleiche Intensität auf den Detektor trifft. Die Split-Filter-CT kann nur im Spiral-Modus betrieben werden.

3.2.5 Dual-Layer-Detektor

Im Gegensatz zu den zuvor genannten Methoden, wird bei einem *Dual-Layer-Detektor* nicht das abgestrahlte Röntgenspektrum modifiziert, sondern der Detektor. Der Detektor besteht dabei aus zwei Szintillationschichten in Strahlrichtung. Photonen mit niedriger Energie werden eher im oberen Teil detektiert; Photonen mit hoher Energie im unteren [44]. Die Datensätze werden somit simultan akquiriert und

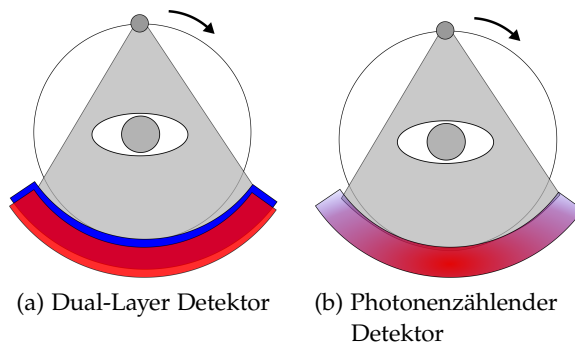


Abbildung 3.3: (a) Ein Dual-Layer-Detektor ist ein konventioneller energieintegrierender Detektor, der mit zwei geschichteten unterschiedlichen Szintillationsmaterialien niedrig- und hoch-energetische Photonen messen kann. (b) Ein photonenzählender Detektor ist ein direkt-konvertierender Halbleiterdetektor mit mehreren Diskriminatorschwellen zur Unterscheidung der Energie der Photonen. Abbildungen nachgezeichnet [5] gezeichnet.

eine Bildregistrierung ist daher nicht nötig. Es steht das volle Messfeld zur Verfügung. [Abbildung 3.3a](#) illustriert diese Technik.

3.2.6 Photonenzählender Detektor

Der Vollständigkeit halber werden *photonenzählenden Detektoren* bereits in diesem Abschnitt erwähnt, obwohl ihnen das folgende Kapitel gewidmet ist. Auch bei dieser Methode ermöglicht der Detektor die Auflösung des eingestrahlten Röntgenspektrums. Es ist eine für die [CT](#) völlig neue Detektortechnologie, die nicht auf Konversion der Röntgenphotonen in Licht basiert. Die Röntgenphotonen werden direkt in Elektronen konvertiert. Diese erzeugen Spannungspulse, deren Höhe proportional zur Photonenenergie ist. Mittels einstellbarer Diskriminatorschwellen lassen sich dann spektrale Datensätze erzeugen. Photonenzählende Detektoren bieten ebenso das volle Messfeld und eine hohe zeitliche Auflösung [37] und sind in vorklinischen [CT](#)-Prototypen realisiert [45, 46].

3.3 KLINISCHE ANWENDUNGEN

Einen guten Überblick über die klinischen Anwendungen gibt [6]. Dieser Abschnitt fasst die Anwendungen, von denen manche in der klinischen Routine angewendet werden, kurz zusammen. Detaillierte Beschreibungen sind in der dort referenzierten Literatur zu finden. Dieser Abschnitt fasst die Anwendungen kurz zusammen. Der letzte Paragraph beschreibt potentielle Anwendungen der K-Kanten-Bildgebung.

Mit den spektralen Informationen lassen sich *virtuelle monochromatische Bilder* erzeugen. Diese weisen reduzierte Strahlauflösungsartefakte auf, sowie eine Erhöhung des Iodkontrastes bei niedrigen keV-Einstellungen. Die Verwendung von Entrauschungsalgorithmen, die Informationen aus benachbarten Energiebereichen verwenden, sind dabei unumgänglich [47].

Durch die *automatische Knochenentfernung bei der CT-Angiographie* lassen sich durch Iod kontrastierte Gefäße besser beurteilen, wie in [Abbildung 3.4a](#) zu sehen ist. Des Weiteren ist auch die Entfernung von Kalzifikationen (*atherosclerotic plaque removal*) möglich um eventuelle Gefäßverengungen besser beurteilen zu können. Zusätzlich zur Knochenentfernung können die perfundierten Bereiche farblich hervorgehoben werden (*blood pool imaging*).

In Multi-Phasen-CT-Untersuchungen wird ein nativer Scan ohne Kontrastmittel und einer mit Kontrastmittel durchgeführt. Mittels spektraler Informationen kann aus nur einem kontrastierten Scan das Iod-Signal entfernt werden und somit lassen sich *virtuelle unkontrastierte Bilder* (VNC¹) erzeugen. Dadurch wäre der Scan ohne Kontrastmittel nicht nötig und die entsprechende Dosis könnte gespart werden. Es besteht jedoch die Gefahr, dass zum Beispiel sehr kleine Harnsteine im VNC-Bild nicht routinemäßig erkannt werden können [6].

Mittels DE-Techniken lassen sich Harnsteine charakterisieren (*urinary stone characterization*), was direkten Einfluss auf die Behandlung hat. In [Abbildung 3.4b](#) sind Kristalle der Harnsäure rot dargestellt und andere Kristalle blau. Wenn man in vivo feststellt, dass Kristalle der Harnsäure vorliegen, ist eine Alkalisierung mittels Medikamenten möglich und es sind keine weiteren Diagnostikverfahren nötig und auch keine Steinextraktion [6].

Weitere Anwendungen sind die Erkennung von Silikonlecks bei Brustimplantaten und die Differenzierbarkeit von Harnsäure und Calcium und damit die Unterscheidung von Gicht und Pseudo-Gicht [6].

Eine Anwendung für die K-Kanten-Bildgebung wäre z. B. eine erweiterte CT-Kolonographie mit der gleichzeitigen Applikation von Iod und Gadolinium als Kontrastmittel [48]. Iod wird in diesem Fall oral verabreicht, um den Darminhalt zu kontrastieren und durch Algorithmen entfernen zu können. Den Patienten bliebe die Einnahme eines Abführmittels erspart. Gadolinium würde in diesem Fall von eventuellen Polypen aufgenommen werden und könnte kontrastreich dargestellt werden. Eine weitere Anwendung wäre eine Multi-Phasen-Leberuntersuchung mit nur einem CT-Scan [49]. Normalerweise wird zunächst das Kontrastmittel injiziert und anschließend erfolgt jeweils ein CT-Scan in der arteriellen und in der portal-venösen Phase. Mittels K-Kanten-Bildgebung könnte auf einen CT-Scan verzichtet werden, wenn zwei verschiedene Kontrastmittel (beispielsweise

¹ engl. *virtual noncontrast-enhanced images*

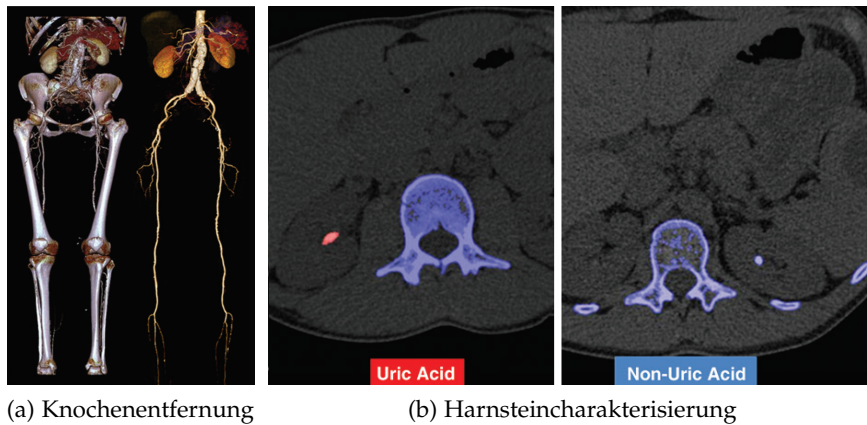


Abbildung 3.4: (a) Die automatische Knochenentfernung ermöglicht eine bessere Beurteilbarkeit der kontrastierten Gefäße. (b) Mittels Harnstein-Charakterisierung werden Kristalle der Harnsäure rot dargestellt und andere Kristalle blau. Quelle [6]

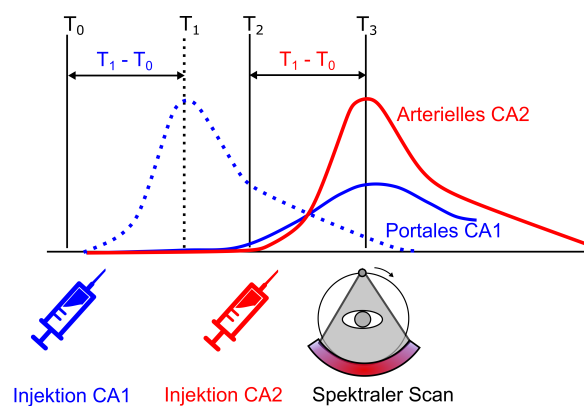


Abbildung 3.5: Durch zeitversetzte Gabe von zwei verschiedenen Kontrastmitteln (CA1 und CA2) ließen sich arterielle und portal-venöse Phase einer Leberuntersuchung mit einem PCD in nur einem CT-Scan darstellen. Abbildung nachgezeichnet [49].

Iod und Gadolinium) zu unterschiedlichen Zeitpunkten verabreicht werden. Das Untersuchungsprotokoll ist in [Abbildung 3.5](#) dargestellt. Zunächst wird das erste Kontrastmittel (CA1) verabreicht. Der Zeitpunkt für die Gabe des zweiten Kontrastmittels (CA2) wird dann so eingestellt, dass die maximale Kontrastverstärkung von CA1 in den Portalvenen mit der maximalen Kontrastverstärkung von CA2 in den Arterien der Leber koinzidiert. Der Scan erfolgt dann zu dem Zeitpunkt an dem beide Maxima überlappen. Die Strahlenexposition eines CT-Scans muss der zusätzlichen Kontrastmittelgabe gegenübergestellt werden.

In diesem Kapitel werden die physikalischen und technischen Grundlagen von geeigneten photonenzählenden Detektoren¹ (PCD) für die CT beschrieben. Sowohl Detektormaterial als auch die Ausleseelektronik müssen den Anforderungen der klinischen CT genügen. Dafür müssen sie sich gegen die bestehenden energieintegrierenden Szintillationsdetektoren behaupten. Die in der CT auftretenden Photonenströme liegen dabei im Bereich von 0 bis $10^9 \text{ s}^{-1} \text{ mm}^{-2}$, es muss eine Auflösung von mindestens 0,5 mm im Isozentrum und ein ähnliches Absorptionsvermögen wie GOS erreicht werden. CdTe und Cadmiumzinktellurid (CdZnTe) erfüllen diese Anforderungen sogar bei Raumtemperatur, was aus technischen Gründen wünschenswert ist [50, 51, 52]. Abbildung 4.1 stellt schematisch den Detektionsprozess von Röntgenstrahlung in einem direkt konvertierenden Detektor dar. Im Folgenden werden die Wechselwirkungen im Halbleitermaterial CdTe, die Signalerzeugung und die daraus resultierende spektrale Detektorantwortfunktion D_R beschrieben. Dabei werden die wesentlichen Effekte Ladungsteilung, Fluoreszenzstrahlung und Pulsanhäufung unter vereinfachenden Annahmen beschrieben, um ihre Auswirkungen auf D_R zu erklären. Für detaillierte Beschreibungen der Detektorphysik sei auf die Literatur [53] verwiesen.

4.1 WECHSELWIRKUNGEN IM HALBLEITER

Für die Betrachtung der Wechselwirkung von Röntgenstrahlung im Halbleitermaterial CdTe werden nur Energien im diagnostisch relevanten Bereich zwischen 1 und 150 keV betrachtet [21, 54]. Zunächst wird ein Röntgenphoton mit der Energie E_{in} betrachtet, welches mit dem Halbleitermaterial CdTe der Dicke D interagiert. Aufgrund der hohen Ordnungszahlen 48 und 52 von jeweils Cadmium und Tellur erfolgt die Wechselwirkung primär durch photoelektrische Absorption und seltener durch Comptonstreuung [55].

ENERGIEDEPOSITION Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, entsteht durch diese Prozesse ein Sekundärelektron mit Energie E_{e^-} . Deswegen wird im Halbleiter vorzugsweise über Elektron-Elektron-Stöße deponiert (siehe Unterabschnitt 2.3.7). Die mittlere Anzahl \bar{N}

¹ auch als direkt konvertierender Detektor bezeichnet

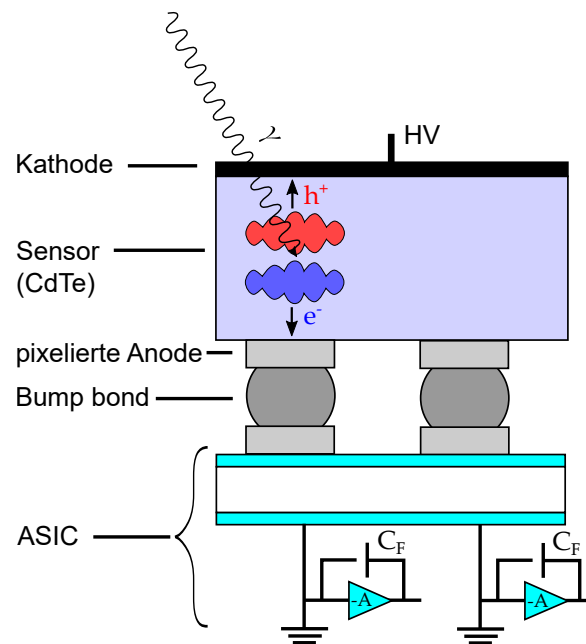


Abbildung 4.1: Die schematische Darstellung eines direkt konvertierenden Röntgenstrahlungsdetektors zeigt die Prozesse nach eintreffender Röntgenstrahlung. Diese wechselwirkt mit dem Halbleitermaterial (Sensor) CdTe. Die entstehende Elektronen- bzw. Lochwolke wird aufgrund der angelegten Hochspannung (HV) getrennt und driftet jeweils in Richtung pixelierter Anode und Kathode. Die pixelierte Anode ist mittels Bump-Bond-Technik mit der Anwendungsspezifische integrierte Schaltung (ASIC) kontaktiert. In der ASIC ist die Signalverarbeitungslogik skizziert. Abbildung nach [52] gezeichnet.

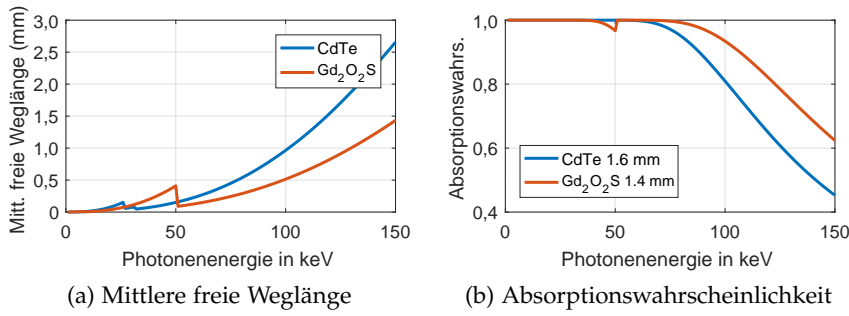


Abbildung 4.2: (a) Mittlere freie Weglänge in CdTe und (b) Absorptionswahrscheinlichkeit in CdTe und GOS.

der dabei entstehenden Elektronen-Loch-Paare berechnet sich wie in [1] mit der effektiven Ionisierungsenergie $\omega_{\text{CdTe}} = 4,43 \text{ eV}$ zu

$$\bar{N} = \frac{E_{e^-}}{\omega_{\text{CdTe}}}. \quad (4.1)$$

FANORAUSCHEN Fano beschreibt, dass bei der Ionisierung eines Halbleiters durch schnelle geladene Teilchen die Fluktuation σ_N^2 der Anzahl der erzeugten Ionen nicht poissonverteilt ist, sondern um den Fanofaktor F geringer [56]

$$\sigma_N^2 = F \cdot \bar{N}, \quad (4.2)$$

wobei \bar{N} die mittlere Anzahl entstandener Elektronen-Loch-Paare ist. Für CdTe ist $F \approx 0,1$ [57]. Die entstandenen Löcher beziehungsweise Elektronen driften aufgrund der am Halbleiter angelegten Spannung jeweils zur Kathode beziehungsweise pixelierten Anode. Dies ist schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Entstehung des Signals wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

REICHWEITE DER PHOTONEN Die mittlere freie Weglänge λ der Photonen im Halbleiter, also die Wegstrecke, nach der im Durchschnitt der Anteil $1/e$ der Photonen nicht in Wechselwirkung mit den Atomen des Halbleiters getreten ist, lässt sich mittels des Lambert-Beer'schen Gesetzes (Unterabschnitt 2.3.1) berechnen. Abbildung 4.2a zeigt λ in CdTe für relevante Photonenenergien. Damit lässt sich auch die Tiefe der Interaktionen im Halbleiter abschätzen. Der energieabhängige Verlauf der Absorptionswahrscheinlichkeiten von GOS und CdTe mit jeweils einer Dicke von 1,4 mm und 1,6 mm ist in Abbildung 4.2b dargestellt. Diese Materialdicken werden typischerweise in klinischen Computertomographen beziehungsweise Prototypen verwendet.

FLUORESZENZEN Die primär durch Photo- und Compton-Effekt hervorgerufenen Fehlstellen in den Energieniveaus der Atome des

Tabelle 4.1: Relevante Übergänge in CdTe mit deren Energien E_{tr} .

MATERIAL	ÜBERGANG	E_{tr} (keV)	P_{tr} (fl pe)	λ (μm)
Cd	K_α	23,154	0,593	111,8
Cd	K_β	26,077	0,128	153,9
Te	K_α	27,468	0,606	58,9
Te	K_β	30,993	0,139	80,5

Anmerkung – Die Fluoreszenzphotonen besitzen mittlere Reichweiten λ und können das betrachtete Pixel verlassen. P_{tr} ist die bedingte Wahrscheinlichkeit, dass ein Fluoreszenzphoton emittiert wird, wenn zuvor Photoeffekt in Cd bzw. Te stattgefunden hat. E_{tr} ist berechnet mit Daten aus [60]. P_{tr} ist berechnet mit Daten aus [59, 60].

Halbleiters (siehe Abschnitt 2.3), werden durch Elektronen aus höheren Energieniveaus geschlossen. Die Energiedifferenz wird in Form von Fluoreszenzphotonen oder Auger-Elektronen frei (Abschnitt 2.2 oder Unterabschnitt 2.3.6), wobei letzterer Prozess sehr unwahrscheinlich ist. Die Fluoreszenzphotonen werden isotrop abgestrahlt [58] und ihre Reichweite im Halbleiter kann mit dem Gesetz von Lambert-Beer abgeschätzt werden. Dabei ist eine Vielzahl verschiedener Übergänge möglich. Tabelle 4.1 zeigt eine Übersicht der dabei entstehenden Fluoreszenzphotonen, deren mittlere Reichweite λ so groß ist, dass es wahrscheinlich ist, dass diese im Nachbarpixel absorbiert werden. Die bedingte Wahrscheinlichkeit $P_{tr}(\text{fl} | \text{pe})$ für Erzeugung eines Fluoreszenzphotons, wenn zuvor Photoeffekt stattgefunden hat, berechnet sich für die Übergänge K_α und K_β aus den Streuquerschnitten für diese Übergänge σ_{K_α} und σ_{K_β} und dem totalen Streuquerschnitt für den photoelektrischen Effekt σ_{tot}^{pe} mit

$$P_{K_\alpha} = \sigma_{K_\alpha} / \sigma_{tot}^{pe} \quad (4.3)$$

und

$$P_{K_\beta} = \sigma_{K_\beta} / \sigma_{tot}^{pe}. \quad (4.4)$$

σ_{K_α} und σ_{K_β} können [59] und σ_{tot}^{pe} kann [60] entnommen werden. E_{tr} berechnet sich für die erlaubten Übergänge mit den Zustandsenergien aus [60]. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden die Übergänge wie folgt abgekürzt:

$$K_\alpha = K_{\alpha_1} = L_3 \rightarrow K \quad (4.5)$$

$$K_\beta = K_{\beta_1} = M_3 \rightarrow K \quad (4.6)$$

4.2 SIGNALERZEUGUNG UND -DETEKTION

Damit die entstandenen Elektronen und Löcher nicht sofort wieder rekombinieren, muss eine Spannung am Halbleiter angelegt werden.

In [CdTe](#) tragen die Elektronen hauptsächlich zum Signal bei, wie im Folgenden beschrieben wird. Daher wird an die der Röntgenquelle zugewandte Halbleiteroberseite eine negative Spannung (Kathode) angelegt und die Unterseite ist als pixelierte Anode ausgeprägt, wie in [Abbildung 4.1](#) dargestellt.

DRIFT UND LADUNGSTEILUNG Elektronen und Löcher driften in entgegengesetzte Richtung auf die jeweiligen Elektroden zu. Die jeweiligen Driftgeschwindigkeiten berechnen sich mit den Ladungsträgerbeweglichkeiten für Elektronen μ_e und Löcher μ_h und dem elektrischen Feld E zu [\[53\]](#):

$$\mathbf{v}_e = -\mu_e \mathbf{E} \quad (4.7)$$

$$\mathbf{v}_h = \mu_h \mathbf{E} \quad (4.8)$$

Bei einer typischen Dicke des [CdTe](#) Halbleiterkristalls von 1,6 mm und einem elektrischen Feld von $0,6 \text{ kV mm}^{-1}$ ist die Elektronendriftgeschwindigkeit nahezu unabhängig von der Temperatur [\[61\]](#).

Die Ladungsträgerwolken sind während des Bewegungsvorgangs einem *Diffusionsprozess* unterworfen. Nach der Driftzeit t ist der Radius σ_D der Ladungswolke

$$\sigma_D = \sqrt{2k_D t} \quad (4.9)$$

mit der Diffusionskonstante k_D bei einer anfänglich punktförmigen Ladungsverteilung [\[62\]](#). Bei vereinfachend angenommenem konstanten elektrischen Feld U/D gilt nach der Driftstrecke x für die Driftzeit

$$t = \frac{x D}{\mu U} \quad (4.10)$$

und man erhält für den Diffusionsradius

$$\sigma_D = \sqrt{\frac{2k_D x D}{\mu U}}. \quad (4.11)$$

Konstanten sind auf Seite [xviii](#) tabelliert. Nur in idealen undotierten Halbleitern wäre ein konstantes elektrisches Feld realisierbar. In realen Detektoren auf Basis von [CdTe](#) sind immer eine intrinsische Dotierung und Fehlstellen vorhanden [\[1, 63\]](#).

Die *Repulsion*, also die Abstoßung gleichartiger Ladungsträger, trägt des weiteren zur Verbreiterung der Ladungsverteilung bei und wurde in [\[64\]](#) untersucht. Im Bereich klinischer Röntgenstrahlung trägt die Repulsion zwischen 20 % (20 keV) und 7 % (150 keV) zum Radius der Ladungsträgerwolke bei. Zusätzlich ist die initiale Ladungsverteilung nicht punktförmig, sondern das bei der Ionisierung entstehende schnelle Photoelektron erzeugt Elektronen-Loch-Paare entlang eines Wechselwirkungspfades (beispielsweise $25 \mu\text{m}$ bei einem 60 keV Photoelektron) [\[65\]](#). Schematisch ist die Ladungsverteilung entlang der

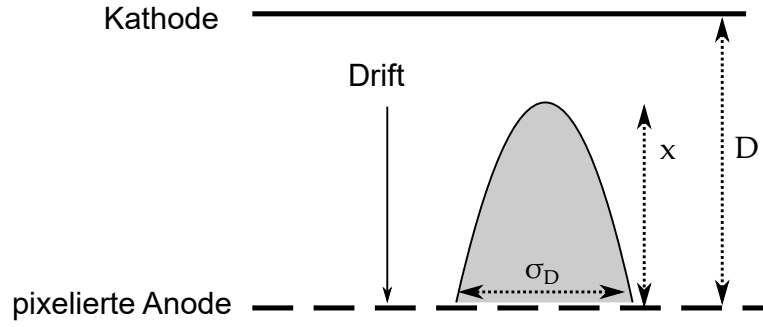


Abbildung 4.3: Ladungsverteilung über benachbarte Pixel mit Sensordicke D und Driftstrecke x . Nach [52] gezeichnet.

Driftstrecke in [Abbildung 4.3](#) dargestellt. Je nach Pixelabstand ist eine Verteilung der Ladungswolke (*engl. charge sharing*) über mehrere Pixel hinweg möglich.

INFLUENZ UND LADUNGSSAMMLUNG Noch bevor die Ladungsträger die jeweiligen Elektroden erreichen, wird eine Ladungsverteilung durch die driftende Elektronenwolke am Ort der Elektroden beeinflusst. Aufgrund der Drift ändert sich die beeinflusste Ladungsverteilung, was einem Stromfluss entspricht. Für dessen Berechnung erarbeiteten Shockley [66] und Ramo [67] die Grundlagen. Mit Hilfe des Wichtungsfeldes \mathbf{W} kann man den beeinflussten Strom

$$i(t) = q\mathbf{W}\mathbf{v} \quad (4.12)$$

berechnen. Das Wichtungsfeld ist der negative Gradient des Wichtungspotentials φ :

$$\mathbf{W} = -\nabla\varphi \quad (4.13)$$

Das Wichtungspotential lässt sich mittels einer analytischen Methode unter Verwendung von Spiegelladungen [68] berechnen oder durch Lösen der Poisson-Gleichung für die bewegte Ladung [69]. Es ist normiert auf die maximal beeinflussbare Ladungsmenge. Das Wichtungspotential hängt nur von der Geometrie ab und beschreibt die Kopplung einer Ladung an eine bestimmte Anode [53]. In [Abbildung 4.4](#) sind Wichtungspotentiale für verschiedene Pixelgrößen dargestellt. Für einen Plattenkondensator ist das Wichtungsfeld, also der Gradient des Potentials, unabhängig vom Ort der Ladungswolke und damit ist auch der Stromfluss in [Gleichung 4.12](#) konstant. Bei einer pixelierten Anodenstruktur ist der Stromfluss umso größer, je näher die Ladungswolke der Elektrodenoberfläche kommt. Für kleinere Pixelgrößen ist der Gradient des Potentials in der Nähe der Elektrodenoberfläche größer, was als *small pixel effect* bezeichnet wird [70].

PULSFORMUNG Die in der Anode gesammelte Ladung wird bestimmt durch die Energie des eintreffenden Röntgenphotons E_{in} . Die

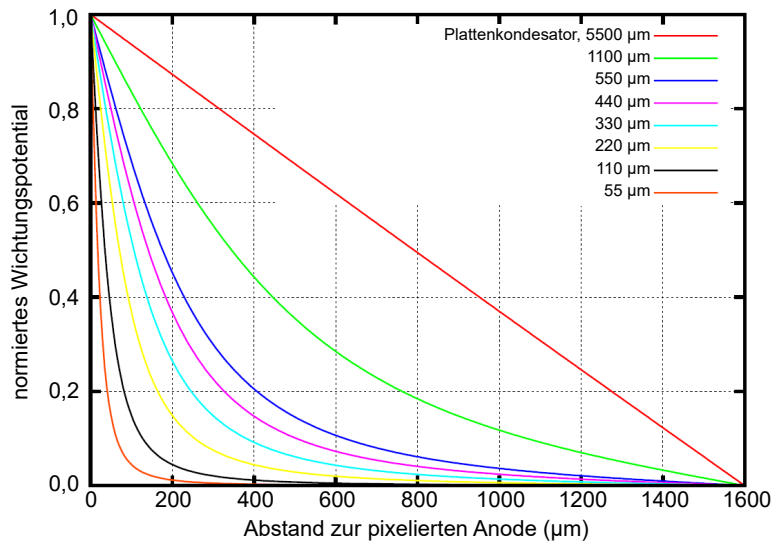


Abbildung 4.4: Auf der Abszisse ist der Abstand von der pixelierten Anode aufgetragen und auf der Ordinate das normierte Wichtungspotential φ für verschiedene Pixelgrößen. Abbildung aus [1] entnommen.

zeitliche Änderung des Ladungsverlaufs (Ableitung) ist der Stromfluss, welcher typischerweise ein kurzer Puls (Dirac-Puls) ist. Die Fläche unter dem Strompuls (Integral) ist proportional zu E_{in} . Dieser Puls wird in einem Pulsformer (*engl. pulse shaper*) in ein Spannungssignal umgewandelt, welches dann mit Komparatoren analysiert und in einem Encoder digitalisiert wird. Die Signalerzeugungskette eines photonenzählenden Detektors ist in [Abbildung 4.5](#) schematisch dargestellt. Zunächst wird der Strompuls integriert und macht aus dem Dirac-Puls eine Stufenfunktion. Ein anschließender Hochpassfilter sorgt dafür, dass das Signal mit bestimmter Zeit abfällt, damit sich aufeinanderfolgende Pulse nicht überlappen. Ein darauf folgender Tiefpassfilter stellt eine bestimmte Anstiegszeit des Signals und ein flaches Maximum sicher. Dies ist aus praktischen Gründen wichtig, da der Analog-Digital-Umsetzer eine endliche Auflösung besitzt [53]. In der anwendungsspezifischen integrierten Schaltung (*engl. application specific integrated circuit (ASIC)*) stehen für die Analyse der Spannungspulse mehrere Diskriminatorschwellen zur Verfügung, um die Anzahl der Signalpulse oberhalb der jeweiligen Schwellen zu zählen. Zur Simulation von Detektorsignalen kann die Pulsformung durch Faltung des Signals mit einer Gaußfunktion [18] mit Halbwertsbreite (FWHM) σ_{shaping} nachgebildet werden. Dabei muss σ_{shaping} groß genug sein, damit die komplette Fläche unter dem Strompuls erfasst wird und die Höhe der Spannungspulse der Energie E_{in} entspricht. Andererseits darf σ_{shaping} nicht zu lang sein, damit nicht mehrere aufeinanderfolgende Pulse erfasst werden.

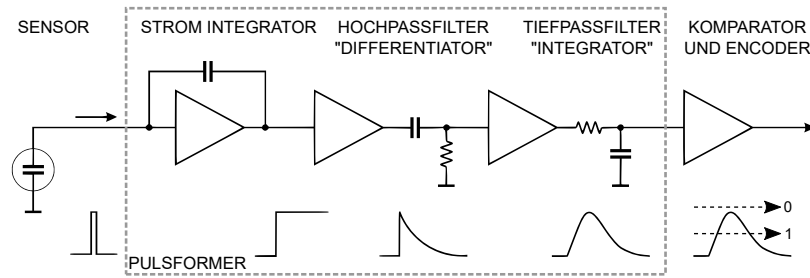


Abbildung 4.5: Signalerzeugungskette eines photonenzählenden Detektors. Das influenzierte Stromsignal (Dirac-Puls) wird im Pulsformer für die anschließende Analyse und Digitalisierung vorbereitet. Dargestellt ist eine modifizierte Abbildung aus [53].

ELEKTRONIKRAUSCHEN Die Grundlinie des Signals schwankt aufgrund verschiedener elektronischer Rauschbeiträge. Rauschquellen sind dabei die thermische Bewegung von Atomen im Halbleitermaterial und der Elektronik, das Schrotrauschen (Schottky-Rauschen) beim Durchlaufen von Potentialbarrieren durch Ladungsträger und das rosa Rauschen ($1/f$ -Rauschen) aufgrund von Schwankungen der Anzahl der Ladungsträger in Valenz- und Leitungsband [52, 53]. Das Elektronikrauschen hat keine Auswirkung auf die Anzahl der erzeugten Pulse, jedoch auf ihre Höhe und damit auf die Energieauflösung des Detektors [18, 71].

ENERGIEKALIBRIERUNG Die erzeugten Pulse enthalten a priori keine Energieinformation, sondern stellen lediglich einen Spannungsverlauf dar. Unter der Annahme, dass das energetische Ansprechverhalten des Detektors einem bijektivem Zusammenhang unterliegt, kann eine Energiekalibrierung durchgeführt werden [52]. Dazu misst man das Signal einer monoenergetischen Röntgenquelle (z. B. ^{241}Am) oder die Fluoreszenzstrahlung von bestimmten Materialien bei schrägem Einfall der Strahlung einer Röntgenröhre.

SCHWELLEN- UND BIN-BASIERTES AUSLESEN Trägt man die erzeugten Spannungspulse auf eine Zeitachse auf, erhält man einen Pulszug (*engl. pulse train*), wie dieser für [Abbildung 4.6a](#) simuliert wurde [18]. Je nach Ausprägung der ASIC stehen n Diskriminator-schwellen oder kurz Schwellen zur Verfügung. In [Abbildung 4.6a](#) sind beispielhaft zwei Schwellen ($n = 2$) eingestellt. Beim *schwellenbasierten* Auslesen wird die Anzahl I_{T_1} und I_{T_2} der Pulse gezählt, deren Pulsenergie oberhalb der eingestellten Schwellen E_1 und E_2 liegt. Allgemeiner ist I_{T_j} die Anzahl der gezählten Pulse, die von Photonen mit einer Energie im Intervall

$$\mathbb{T}_j = [E_j, \infty) \quad (4.14)$$

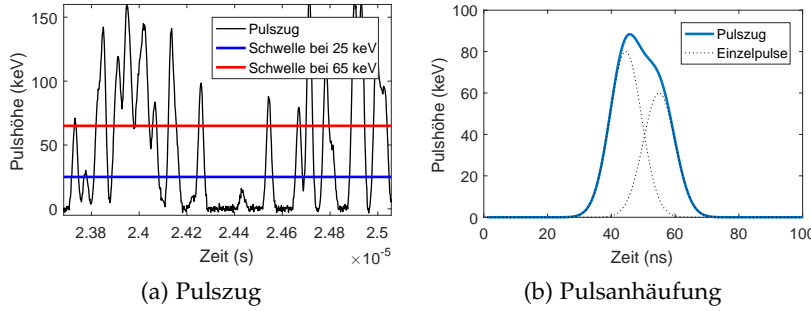


Abbildung 4.6: (a) Pulszug mit zwei eingestellten Diskriminatorschwellen bei 25 und 65 keV. (b) Überlagerung von kurz nacheinander eintreffenden Pulsen innerhalb der Pulsformungsdauer.

stammen. Beim *bin-basierten* Auslesen wird entsprechend die Anzahl I_{B_j} der Photonen im Energiebereich

$$B_j = [E_j, E_{j+1}) \quad (4.15)$$

gezählt. Dieser Energiebereich wird in der Literatur auch als Energiefenster oder -topf bezeichnet². Die bin-basierten Daten berechnen sich mit

$$I_{B_j} = \begin{cases} I_{T_{j+1}} - I_{T_j}, & \text{falls } j \neq n \\ I_{T_j}, & \text{falls } j = n \end{cases} \quad (4.16)$$

aus den schwellen-basierten Daten.

PULSANHÄUFUNG Die Pulsformungszeit σ_{shaping} (*engl. pulse shaping time*) muss einerseits lang genug sein, damit das vollständige Stromsignal gemessen wird und die Pulshöhe der Energie des detektierten Röntgenphotons entspricht. Andererseits muss σ_{shaping} kurz genug sein, damit die Pulse nacheinander eintreffender Photonen zeitlich nicht überlappen und es nicht zu einer falschen Zählrate und falschen Energiemessung kommt. [Abbildung 4.6b](#) zeigt dieses sogenannte *pulse pile-up* schematisch und ist in [\[72, 73, 74, 75, 76\]](#) näher beschrieben. Die Pulse zweier kurz nacheinander eintreffender Photonen mit circa 80 und 63 keV überlappen zu einem gemeinsamen Signalpuls der einem 90 keV Photon entsprechen würde. Bei sehr hohen Photonenflüssen kehrt die Signalamplitude immer seltener unter die eingestellte Diskriminatorschwelle zurück und es werden trotz steigendem Photonenfluss immer weniger Pulse gezählt. Man bezeichnet dies als Paralyse des Detektors. Dieses Verhalten hängt von der Wahl der Schwellen ab und ist in [Abbildung 4.7a](#) dargestellt. Eine Mitigation lässt sich mittels einer getakteten Diskriminatorschwelle (*engl. f-clock*) oder mit einem Grundlinienwiederhersteller (**BLR** - *engl. baseline restorer*) erreichen [\[53\]](#). Die getaktete Diskriminatorschwelle wird

² *engl. energy window oder energy bin*

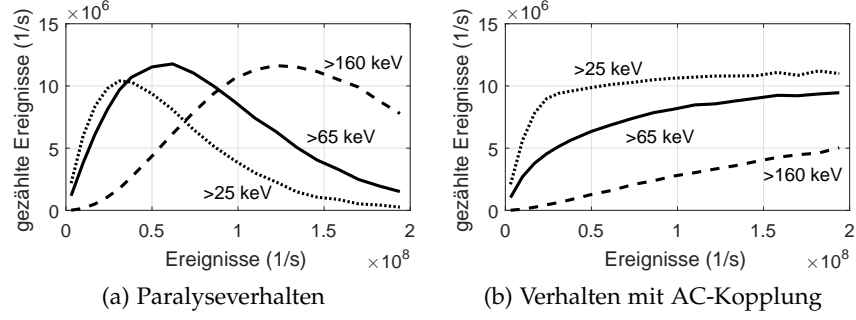


Abbildung 4.7: Dargestellt ist die Anzahl der gezählten Pulse bei verschiedenen Photonenflüssen (Ereignisse pro Sekunde). (a) Ist die Anzahl der eintreffenden Photonen zu groß, paralyisiert der Detektor. Für höhere Schwelleneinstellungen tritt die Paralyse erst bei höheren Photonenflüssen auf. (b) Wird die Grundlinie durch eine AC-Kopplung angehoben, tritt keine Paralyse sondern eine Sättigung bei hohen Photonenflüssen ein.

mit einer bestimmten Taktrate zurückgesetzt und es wird erneut geprüft ob sich das Signal noch oberhalb der Schwelle befindet. Der BLR kann durch eine AC-Kopplung realisiert sein, und setzt effektiv die Grundlinie um das über einen bestimmten Zeitraum gemittelte Signal herab. Beide Verfahren führen dazu, dass der Detektor dann näherungsweise durch das nicht-paralysierende Detektormodell beschrieben werden kann, da lediglich eine Sättigung der Zählrate bei hohen Photonenflüssen eintritt. Das Verhalten der Zählrate in den verschiedenen Szenarien im Vergleich zu einem idealen Detektor, der alle eintreffenden Photonen misst, ist in [Abbildung 4.8](#) dargestellt. Dabei ist n die Anzahl der eintreffenden Photonen und m die Anzahl der gemessenen Ereignisse. Ein paralysierender Detektor wird mit

$$m = \frac{n}{e^{n \cdot \tau_d}} \quad (4.17)$$

und ein nicht-paralysierender Detektor mit

$$m = \frac{n}{1 + n \cdot \tau_d} \quad (4.18)$$

beschrieben, wobei τ_d die Totzeit ist [77]. Bei einem paralysierenden Detektor verlängert sich diese Totzeit beim Eintreffen eines weiteren Ereignisses auch wenn sich der Detektor gerade in einer Totzeit befindet. Beim nicht-paralysierenden Detektor kann eine neue Totzeit erst wieder beginnen, wenn die vorherige Totzeit vorüber ist. Das Beispiel in [Abbildung 4.8](#) zeigt die Formeln 4.17 und 4.18 für eine Totzeit von $\tau_d = 20$ ns und einer mittleren Zählrate n .

Die Pixelfläche bestimmt entscheidend, wie wahrscheinlich die Pulsanhäufung ist, da diese vom Photonenfluss je Pixel abhängt. Der Photonenfluss ϕ ist dabei direkt proportional zur Pixelfläche. Die Pixelgröße sollte aber nicht zu klein gewählt werden, da sonst die

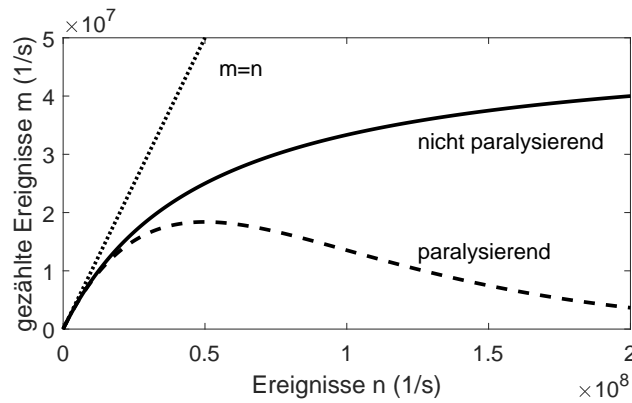


Abbildung 4.8: Beim idealen Detektor ist die Anzahl der gezählten Pulse m gleich der Anzahl der eintreffenden Photonen n . Beim paralysierenden Detektor fällt die Anzahl gezählter Pulse nach dem Maximum wieder ab. Beim nicht paralysierenden Detektor nähert sich die gemessene Zählrate asymptotisch einem Maximum an.

Ladungsverteilung auf Nachbarpixel und die Detektion der Fluoreszenzstrahlung in Nachbarpixeln immer wahrscheinlicher werden. Die Folge davon wäre, dass die Energie E_{in} nicht vollständig in dem Pixel detektiert wird, in dem die Interaktion stattgefunden hat.

WEITERE EFFEKTE Für ein detaillierteres Verständnis der Signalentstehung in einem [CdTe](#)-Halbleiterdetektor gibt es noch weitere Effekte, die für diese Arbeit jedoch eine untergeordnete Rolle spielen. Dazu gehört unter anderem das Einfangen von Ladungsträgern an Fehlstellen (*engl. trapping*) und die Polarisierung des Sensormaterials, wodurch sich das elektrische Feld ändert. Die Polarisierung wird zum einen durch die am Sensor angelegte Hochspannung [78] und zum anderen durch hohe Photonenflüsse [79] verursacht. Als *hole tailing* wird der Effekt bezeichnet, dass Löcher überproportional häufiger eingefangen werden und daher die Signalhöhe geringer ausfällt. Aufgrund von Störungen des elektrischen Feldes können Ladungsträger in benachbarte Pixel gelenkt werden (*engl. charge steering*) [80].

4.3 SPEKTRALE DETEKTORANTWORTFUNKTION

Die spektrale Detektorantwortfunktion D_R beschreibt die Wahrscheinlichkeiten die Energie E_x eines Röntgenphotons bei verschiedenen Pulsenergien E_p zu detektieren. Aufgrund der zuvor beschriebenen Effekte ist keine Eins-zu-eins-Zuordnung möglich. In [Abbildung 4.9](#) werden anhand monoenergetischer Röntgenphotonen mit 100 keV die wichtigsten Beiträge zu $D_R(E_p, E_x)$ dargestellt. Zunächst wird ein nicht pixelierter photonenzählender Detektor mit niedrigem Photonenfluss homogen bestrahlt, so dass keine Pulsanhäufung stattfindet.

Der Pulszug wird analysiert und mittels einer Pulshöhenanalyse wird das jeweilige Maximum der Pulse bestimmt. Im Idealfall besteht der Pulszug nur aus gaußförmigen Pulsen mit der Breite des Pulsformers σ_{shaping} . Wechselwirken die Photonen ausschließlich durch Photoeffekt mit dem Detektor, zeigt die Detektorantwortfunktion einen scharfen Ausschlag, den sogenannten *Photopeak* bei E_x .

Berücksichtigt man nun das Elektronikrauschen, führt dies zum einen zur Schwankung der Grundlinie (*engl. base line*) um 0 keV und somit zu Beträgen um 0 keV in der Detektorantwort. Zum anderen führt dies zur Verbreiterung des Photopeaks (*FWHM* σ_e). Führt man nun die Pixelierung der Anode ein, wird die Ladungsverteilung auf Nachbapixel möglich. Dabei ist in diesem Beispiel die Elektronenwolke deutlich kleiner als die Kantenlänge der Pixel. Die Form in [Abbildung 4.9](#) erklärt sich folgendermaßen: Einträge bei der halben Photonenenergie sind relativ unwahrscheinlich, da diese nur bei Einstrahlung direkt auf der Pixelgrenze auftreten können. In erster Näherung ist dann die Verteilung symmetrisch und steigt zu E_x und 0 keV an, da die Pixelfläche groß gegenüber dem Durchmesser der Elektronenwolke ist. Betrachtet man nun zusätzlich die Fluoreszenzphotonen, ist es möglich, dass diese das Pixel verlassen und im Nachbapixel detektiert werden. Dies führt zur Detektion der Fluoreszenzphotonen mit Energie E_{fl} aus dem Nachbapixel und dem Nachweis der Restenergie (auch als *K-escape* bezeichnet) $E_x - E_{\text{fl}}$ im Pixel selbst. Dabei entspricht E_{fl} den Übergangsenergien aus [Tabelle 4.1](#). Das bedeutet für [CdTe](#) sind prinzipiell vier Fluoreszenzenergien und vier K-escape Energien möglich. In [Abbildung 4.9](#) sind jeweils nur zwei dieser Energien dargestellt.

Eine simulierte Detektorantwortfunktion, wie sie mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Detektormodell (siehe [Kapitel 6](#)) erzeugt wurde, ist in [Abbildung 4.10](#) dargestellt. Darin stellen sich die Photopeaks der jeweiligen monoenergetischen Einstrahlung als Diagonale mit hoher Wahrscheinlichkeit dar. Parallel dazu verlaufen die K-escape Peaks $E_x - E_{\text{fl}}$ mit geringerer Wahrscheinlichkeit. Im Bereich zwischen 23 und 31 keV Pulseenergie E_p liegen die sich überlappenden Fluoreszenzpeaks.

SCHWELLEN- UND BIN-BASIERTE DATEN Mit Kenntnis der soeben beschriebenen spektralen Detektorantwortfunktion $D_R(E_p, E_x)$ und der energieabhängigen Anzahl der auf den Detektor treffenden Photonen $S(E_x)$ kann das Pulsspektrum

$$D_p(E_p) = \int_0^\infty dE_x S(E_x) D_R(E_p, E_x) \quad (4.19)$$

berechnet werden. $S(E_x)$ ergibt sich mit dem von der Röntgenröhre emittierten Spektrum $S_0(E_x)$ und dem orts- und energieabhängigen Massenschwächungskoeffizienten $\mu(\mathbf{r}, E_x)$ zu

$$S(E_x) = S_0(E_x) \cdot e^{-\int \mu(\mathbf{r}, E_x) d\mathbf{r}}. \quad (4.20)$$

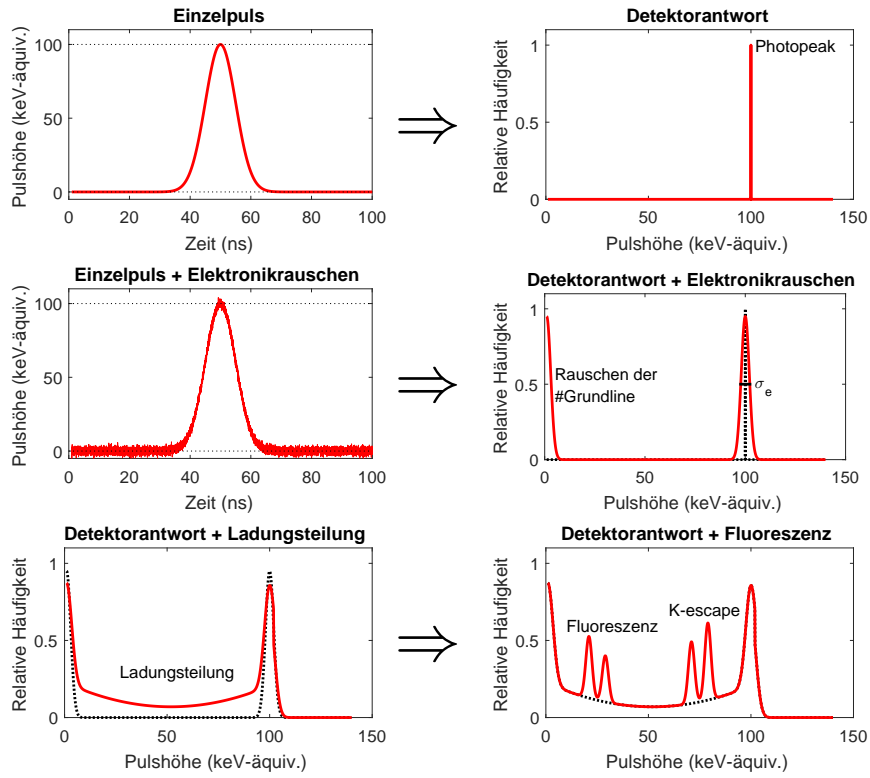


Abbildung 4.9: Veranschaulichung der Beiträge zur spektralen Detektorantwortfunktion $D_R(E_p, E_x)$.

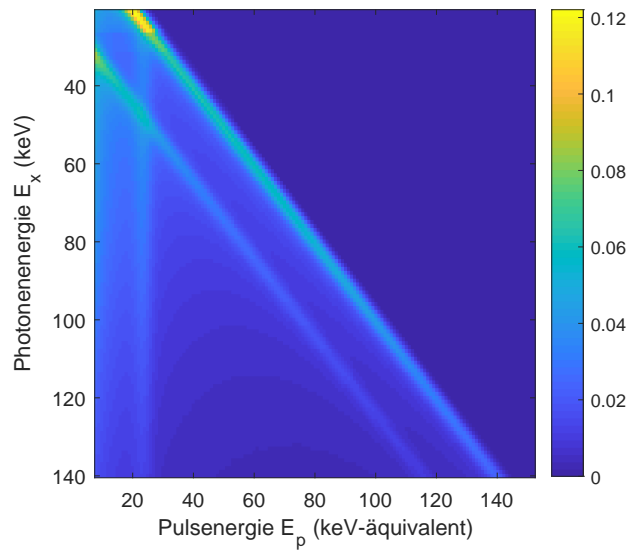


Abbildung 4.10: Simulierte spektrale Detektorantwortfunktion. Für verschiedene Energien der einfallenden Röntgenphotonen (y-Achse) ist farbcodiert die Wahrscheinlichkeit angegeben, dass sie Pulse mit verschiedenen Pulsenergien (x-Achse) erzeugen.

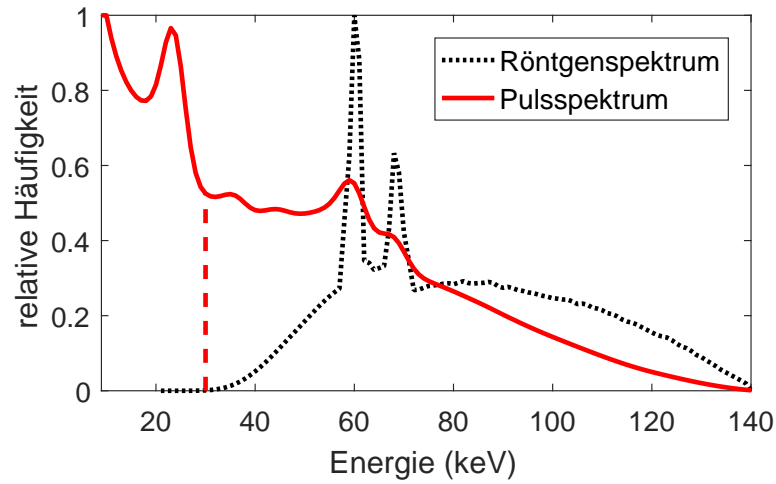


Abbildung 4.11: Dargestellt sind das Pulsspektrum (rot) bei Einstrahlung eines typischen Röntgenspektrums mit 140 kV (schwarz). Eine Energieschwelle bei $E_1 = 30$ keV ist rot gestrichelt eingezeichnet. Die Anzahl I_{T_1} der gezählten Pulse ist die Fläche unter dem Pulsspektrum ab E_1 .

Exemplarisch ist in [Abbildung 4.11](#) für ein 140 kV-Röntgenspektrum und $D_R(E_p, E_x)$ aus [Abbildung 4.10](#) das Pulsspektrum dargestellt. Strenggenommen befinden sich auf der Abszisse die zwei Energieskalen E_x für das Röntgenspektrum und E_p für das Pulsspektrum. Nach der Energiekalibrierung des Detektors können diese jedoch als gleich angenommen werden.

Die Anzahl der detektierten Photonen berechnet sich dann zu:

$$I_{X_j} = \int_{X_j} dE_p D_p(E_p) \quad (4.21)$$

Dabei ist der Integrationsbereich X_j für schwellen-basiertes Auslesen gleich T_j und für bin-basiertes Auslesen gleich B_j .

In diesem Kapitel wird das Messsystem dieser Arbeit beschrieben, welches auf Basis eines SOMATOM Definition Flash (Siemens Healthineers, Forchheim) aufgebaut wurde. Das System beherbergt zwei Röntgenröhren und zwei Detektoren, wobei ein konventioneller energieintegrierender Detektor (EID) durch einen photonenzählenden Detektor (PCD) ersetzt wurde. Erste Ergebnisse wurden 2010 in [81] und 2012 in [82] vorgestellt und demonstrieren eine potentielle Kontrastverbesserung im Vergleich zum EID und prinzipielle Zwei-Energie-Fähigkeit. Die Mehr-Energie-Fähigkeit dieses Systems wurde 2013 untersucht und in [83] wird berichtet, dass die Trennung von Calcium-Iod und Calcium-Iod-Gadolinium möglich ist. 2014 erhielt der Prototyp weitere photonenzählende Detektormodule, um das Messfeld zu vergrößern [84].

Im Jahr 2014 wurde im *CT Clinical Innovation Center* der Mayo Clinic (Rochester, MA, USA) ein baugleicher Prototyp in Betrieb genommen und evaluiert. Der Detektor wird dabei Photonenflüssen ausgesetzt, wie diese in der klinischen Routine vorkommen. Unter diesen Bedingungen liefert der PCD eine mit dem EID vergleichbare Bildqualität bei 25 % verbessertem Kontrast-Rausch-Verhältnis (CNR^2) für Iod [85]. Darüber hinaus stellt der Detektor spektrale Informationen zur Verfügung. Dies konnte 2016 mit Untersuchungen an menschlichen Leichen [86] verifiziert werden. Bei den *National Institutes of Health* (Bethesda, MD, USA) wurden 2016 die ersten Abdomenuntersuchungen an Menschen mit einem weiteren klinischen Prototyp durchgeführt [46]. Die folgende Beschreibung des Systems entspricht dem Stand aus [84].

5.1 GANTRY

In die Gantry eines klinischen SOMATOM Definition Flash sind standardmäßig zwei Fächerstrahlmesssysteme¹ montiert, die jeweils aus einer Röntgenröhre und einem energieintegrierenden Detektor bestehen. Der Fokus-Detektor-Abstand beträgt 100 cm und das Messsystem hat einen Tunneldurchmesser von 78 cm. Das A-System hat einen Messbereich von 50 cm. Das B-System ist im Winkel von 95° zum A-System montiert und hat einen Messbereich von maximal 33 cm. Die Röntgenstrahler (Siemens Straton MX) werden von jeweils ei-

¹ Da die Ausdehnung des Röntgenstrahls in z-Richtung noch relativ klein ist, spricht man von einem *Fächerstrahl*, obwohl es sich genau genommen um einen *Kegelstrahl* handelt.

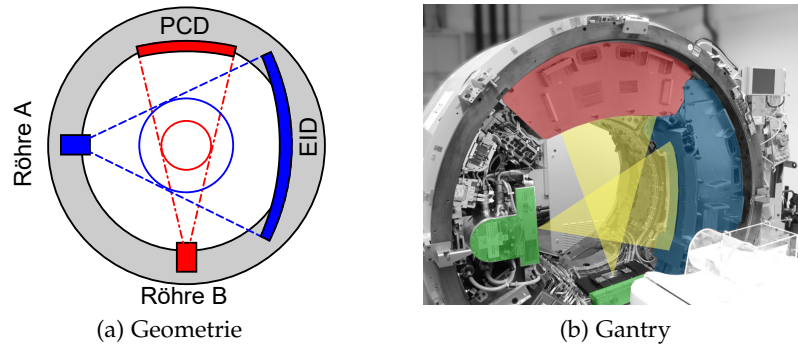


Abbildung 5.1: (a) Geometrie des CT Prototyps mit **EID** im A-System (blau) und dem **PCD** im B-System (rot). Der Durchmesser des Messfeldes beträgt jeweils 500 mm und 275 mm und ist in der Abbildung dargestellt. (b) Photo der geöffneten Gantry des CT-Prototyps mit **PCD** (rot), **EID** (blau) und Röntgenstrahler mit Blendenkasten (grün). Foto entnommen aus [18].

nem 100 kW Generator betrieben und können mit Röhrenspannungen zwischen 80 und 140 kV in 20 kV-Schritten und Strömen zwischen 20 und 555 mA in 1 mA-Schritten betrieben werden. Die Zeit für eine Rotation kann zu 0,5 oder 1,0 s gewählt werden. Im B-System wurde der konventionelle, energieintegrierende Szintillationsdetektor durch einen neuartigen, photonenzählenden Detektor ersetzt mit einem Messbereich von 27,5 cm. Mit dem B-System können derzeit keine Übersichtsaufnahmen erstellt werden und eine Dosisautomatik ist auch nicht verfügbar. Die Geometrie des Messsystems ist in [Abbildung 5.1a](#) skizziert. Ein Foto des Prototyps ist in [Abbildung 5.1b](#) dargestellt.

5.2 DETEKTOREN

Der energieintegrierende Detektor des A-Systems besteht aus einem 1,4 mm dicken Szintillationskristall aus Gadoliniumoxisulfid (**GOS**), der an Photodioden gekoppelt ist und von einem energieintegrierenden Schaltkreis ausgelesen wird. Der Detektor besitzt 736 Kanäle in φ -Richtung, 64 Zeilen in z-Richtung und eine intrinsische Schichtdicke von 0,6 mm im Isozentrum. Ein Streustrahlenraster, sorgt für eine Unterdrückung in φ -Richtung gestreuter Photonen. Dieses besteht aus in z-Richtung verlaufenden Blechen, die nebeneinander auf dem Detektorbogen stehen und auf den Brennfleck ausgerichtet sind.

Der Detektor des B-Systems wurde durch einen photonenzählenden Detektor ([Abbildung 5.2a](#)) ausgetauscht. Als Sensormaterial wird Cadmiumtellurid (**CdTe**) mit einer Dicke von 1,6 mm verwendet, da es ähnliche Schwächungseigenschaften besitzt wie konventionelle Detektoren. Der komplette Detektor besteht aus 30 Modulen, die wiederum aus zwei **CdTe**-Kacheln in z-Richtung bestehen. Eine Kachel

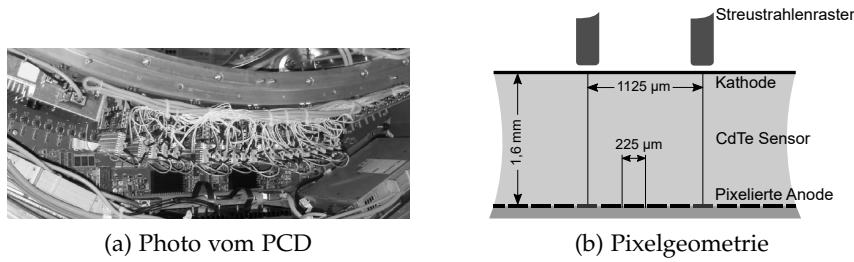


Abbildung 5.2: (a) Photographie des photonenzählenden Detektors. Bild aus [18]. (b) Schematische Darstellung der Pixelgeometrie des PCD. Abbildung aus [82] entnommen. Draufsicht und Auslesemodi sind in [Abbildung 5.3](#) dargestellt.

hat jeweils 64×64 aktive Subpixel im Abstand von $225 \mu\text{m}$. Wie beim A-System ist auch hier ein Streustrahlenraster auf dem Detektor angebracht, welches in Winkelrichtung gestreute Photonen unterdrückt. Das Streustrahlenraster deckt jede fünfte Kanalreihe ab. Standardmäßig wird das Summensignal von 4×4 Subpixeln zu einem *Macro-Pixel* zusammengefasst, das somit der Größe eines konventionellen Pixels des energieintegrierenden Detektors entspricht. Die aktive Macro-Pixelfläche ist somit $0,9 \times 0,9 \text{ mm}^2$ mit einem Abstand von $1,1 \text{ mm}$ in Winkelrichtung und $0,9 \text{ mm}$ in z-Richtung. Mit dieser Geometrie ergibt sich ein Messfeld mit $27,5 \text{ cm}$ Durchmesser. In [Abbildung 5.2b](#) ist die Pixelgeometrie schematisch dargestellt. Der PCD besitzt 1920 Subpixel in φ -Richtung und 128 Subpixel in z-Richtung. Aufgrund der limitierten Bandbreite für die Datenübertragung werden die Subpixel in verschiedenen Auslesemodi zusammengefasst, welche im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

5.3 AUSLESEMODI UND KALIBRIERUNG

Die an die Subpixel kontaktierte ASIC wandelt die Spannungspulse in Zählraten oberhalb der eingestellten zwei Energieschwellen. Dabei sind nach [82, 87] die Auslesemodi *Macro*, *Chess*, *Sharp* und *UHR* verfügbar, die in [Abbildung 5.3](#) dargestellt sind. Im Macro-Modus wird das Summensignal von 4×4 Subpixeln je Macro-Pixel übertragen. Alle Modi messen die Anzahl der Photonen oberhalb von zwei Energieschwellen mit Ausnahme des Chess-Modus. Dieser stellt je Macro-Pixel die Zählraten oberhalb von vier Energieschwellen zur Verfügung. Dabei ist die Hälfte der Subpixel auf die Energieschwellen E_1 und E_2 eingestellt und die andere Hälfte auf E_3 und E_4 . Dies bedeutet, dass auch nur die Hälfte der Subpixel zum Signal der jeweiligen Energieschwellen beitragen und somit das Rauschen größer ist. Im Sharp-Modus wird an Stelle von 4×4 das Signal von 2×2 Subpixeln zur Übertragung der Zählrate von Photonen oberhalb der unteren Energieschwelle E_1 zusammengefasst. Für den UHR-Modus wird diese

feinere Unterteilung auch für das Signal oberhalb von E_2 durchführt. Für den Sharp- und UHR-Modus muss eine kleinere maximale Kollimierung entlang der z-Achse in Kauf genommen werden, da technisch bedingt die Übertragungsrate limitiert ist. [Abbildung 5.3](#) kann die maximale mögliche Kollimierung für jeden Auslesemodus entnommen werden. An dieser Stelle sei auf die Definition des schwellen- und bin-basierten Auslesens in [Abschnitt 4.2](#) verwiesen.

In dieser Arbeit wird ausschließlich der Macro-Modus verwendet und es werden primär die Anzahl von Photonen innerhalb von Energiefenstern betrachtet. Die Anzahl der gezählten Photonen innerhalb eines Energiefensters erhält man als Differenzsignal aus der Anzahl der Pulse oberhalb der niedrigen Energieschwelle abzüglich der Pulse oberhalb der hohen Energieschwelle (vergleiche [Abschnitt 4.2](#)).

Die einzelnen Subpixel werden zunächst einer Energiekalibrierung, wie in [\[52\]](#) beschrieben, unterzogen. Anschließend muss für jede Kombination der Einstellungen für die Energieschwellen, der Röhrenspannung und der Vorfilterung eine Kalibrierung durchgeführt werden. Diese Kalibrierung soll ermöglichen, dass bei verschiedenen Photonenflüssen am Detektor bei jedem Auslesemodus Bilder mit stabilen CT-Zahlen rekonstruiert werden können.

5.4 VERVOLLSTÄNDIGUNG DER MESSDATEN

Werden mit dem photonenzählenden Detektor im B-System Objekte untersucht, die über die Grenzen des Messfeldes hinausragen, führt dies zu Abschneidungsartefakten und zur Abweichung der CT-Zahlen. Werden die Messdaten des [PCD](#) an der Grenze des Messbereichs mit Daten des [EID](#) aus einem zusätzlichen Scan mit dem A-System vervollständigt, wie dies in [\[82\]](#) beschrieben ist, so können die Artefakte und Abweichungen der CT-Zahlen vermieden werden. [Abbildung 5.4](#) zeigt ein im Randbereich vervollständigtes Sinogramm des [PCD](#). In dem Bereich zwischen gepunkteter und durchgezogener Linie werden die Messdaten überblendet. Voraussetzung ist, dass außerhalb des Messfeldes des [PCD](#) und im Übergangsbereich genügend Photonenstatistik vorhanden ist. 2016 wurde die Funktionsfähigkeit dieser Technik mit einem Abdomenprotokoll mit einem minimalen CTDI_{vol} von 1,13 mGy nachgewiesen [\[88\]](#). Dieser konnte 2019 in einer neueren Studie je nach Phantomdurchmesser auf 0,13 mGy für kleine und mittlere beziehungsweise 0,27 mGy für große Phantomgrößen reduziert werden [\[89\]](#). Das wird erreicht, indem bei maximalem Pitch die Röhrenspannung von 120 kV auf 80 kV beziehungsweise 100 kV gesenkt wird. Bei einer typischen Untersuchungslänge von 30 cm und einem Konversionsfaktor von 0,015 ([Tabelle 2.1](#)) für Abdomenuntersuchungen erhält man eine effektive Dosis in Höhe von 0,06 mSv beziehungsweise 0,13 mSv. Dies ist sogar geringer als eine konventionelle Röntgenaufnahme des Thorax mit 0,15 mSv [\[90\]](#).

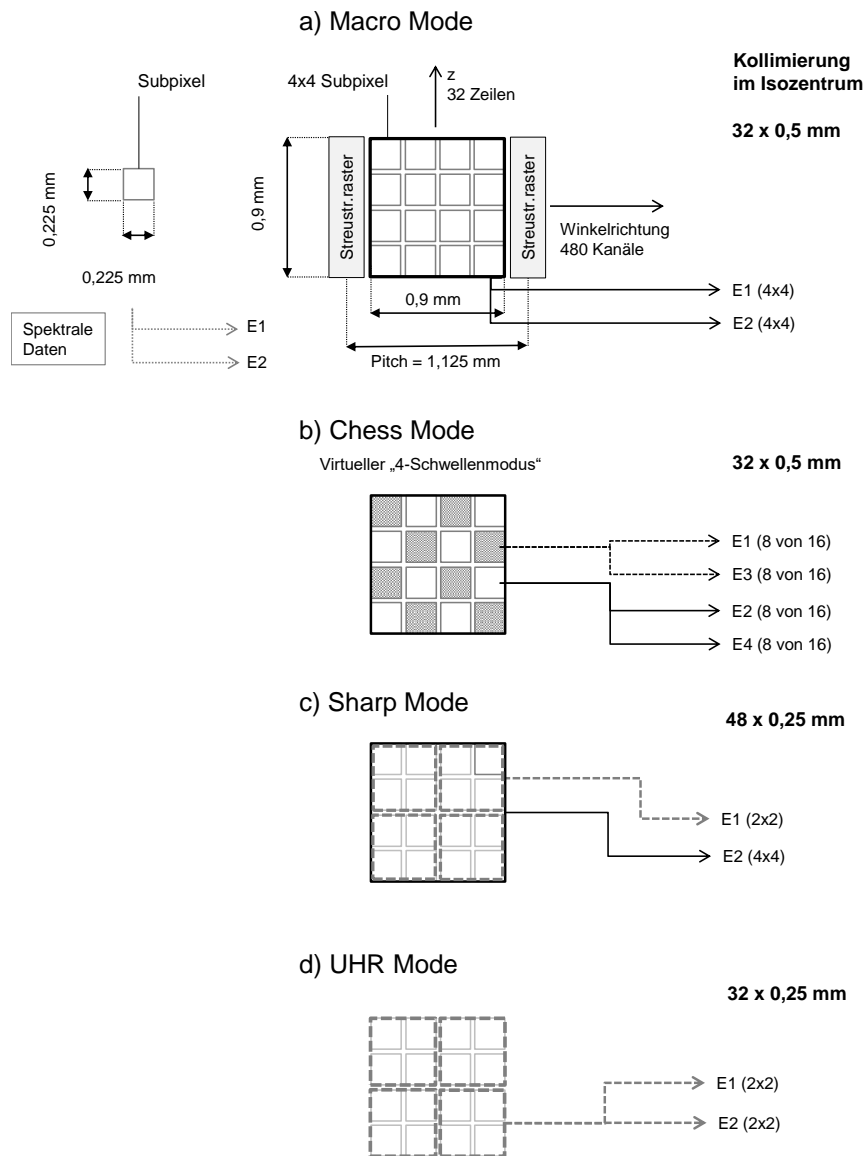


Abbildung 5.3: Schematische Draufsicht und Auslesemodi des Prototyps. Der Chess-Modus (b) ermöglicht effektiv vier Energieschwellen je Macro-Pixel zu übertragen. Bei allen anderen Modi (a,c,d) werden zwei Energieschwellen übertragen. Die limitierte Datenübertragungsbandbreite bedingt die verschiedenen Kollimierungen in z-Richtung.

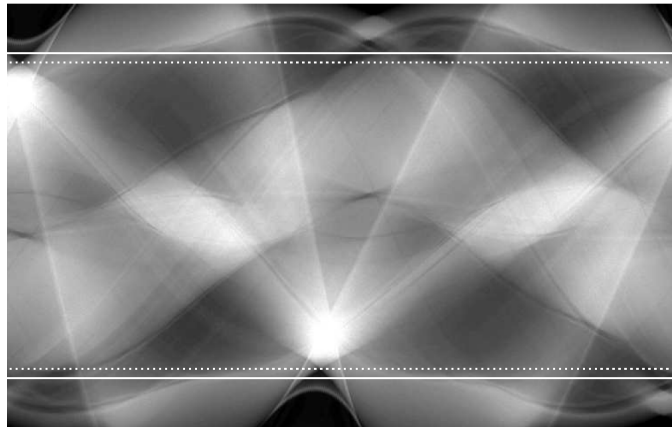


Abbildung 5.4: Das Sinogramm einer Messung mit dem **PCD** (innerhalb der durchgezogenen Linie) wird mit Daten des **EID** komplettiert. In dem Bereich zwischen gepunkteter und durchgezogener Linie werden die Messdaten überblendet. Abbildung aus [82] entnommen.

Teil II

OPTIMIERUNG DES RÖNTGENSPEKTRUMS

Der Einfluss der Vorfilterung des Röhrenspektrums in Verbindung mit photonenzählenden Detektoren in klinischen Anwendungsszenarien wird anhand von Messgrößen in Simulation und Experiment evaluiert. Dazu wird zunächst ein effizientes Detektormodell entwickelt ([Kapitel 6](#)). Anschließend werden klinisch relevante Filterszenarien in Simulationen untersucht ([Kapitel 7](#) und [8](#)) und im Experiment überprüft ([Kapitel 9](#)).

MODELLIERUNG DES PHOTONENZÄHLENDEN DETEKTORS

Zur effizienten Simulation von CT-Rohdaten (Sinogramm-Daten) wird ein Detektormodell benötigt, welches die folgenden Anforderungen erfüllt. Es soll in der Lage sein, für jede eintreffende Photonenenergie den Erwartungswert und die Varianz der Wahrscheinlichkeit zu berechnen, diese in einem eingestellten Energiefenster oder oberhalb einer eingestellten Energieschwelle zu detektieren. Ebenso soll die Kovarianz zwischen Energiefenster und -schwellen berechnet werden können. Aus dieser Information lässt sich die Detektorantwortfunktion ableiten. Des Weiteren soll es performant arbeiten und sich in die bestehende Simulationsumgebung einfügen. Es ist nicht erforderlich, dass die komplette Signalerzeugung mit zeitaufgelöstem Pulszug wie in Kapitel 4 modelliert wird, da das Modell für niedrige Photonenflüsse ausgelegt ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Detektormodell entwickelt, welches räumliches und energetisches Übersprechen im photonenzählenden Detektor im Grenzfall niedriger Photonenflüsse modelliert. Dabei sind die Pixelkantenlänge d_{pix} , der effektive Durchmesser der Elektronenwolke d_0 und das Elektronikrauschen σ_e freie Parameter, die der jeweiligen Detektorgeometrie und Schaltungselektronik angepasst werden können. Die neueste Version des Modells wurde in [91, 92] veröffentlicht.

Der wesentliche Aufbau des Detektormodells und die Modellierung der physikalischen Effekte wird in diesem Kapitel beschrieben. Anschließend wird die Erzeugung realistisch verrauschter Daten und die Bildrekonstruktion beschrieben.

6.1 VERWENDETE NOTATION

Im Folgenden wird die Wahrscheinlichkeit eine Energie E_{out} bei einer Eingangsenergie E_{in} zu erhalten mit

$$\text{PDF}(E_{\text{out}}|E_{\text{in}}) \quad (6.1)$$

bezeichnet. Bei einem zweistufigen kaskadierten Modell mit der Eingangsenergie E_{in} , der Zwischenenergie E' und der Endenergie E_{out} , wird die Berechnung von $\text{PDF}(E_{\text{out}}|E_{\text{in}})$ folgendermaßen geschrieben:

$$\text{PDF}(E_{\text{out}}|E_{\text{in}}) \equiv \text{PDF}(E'|E_{\text{in}}) * \text{PDF}(E_{\text{out}}|E') \quad (6.2)$$

$$\equiv \int_{E'} \text{PDF}(E'|E_{\text{in}}) \text{PDF}(E_{\text{out}}|E') dE' \quad (6.3)$$

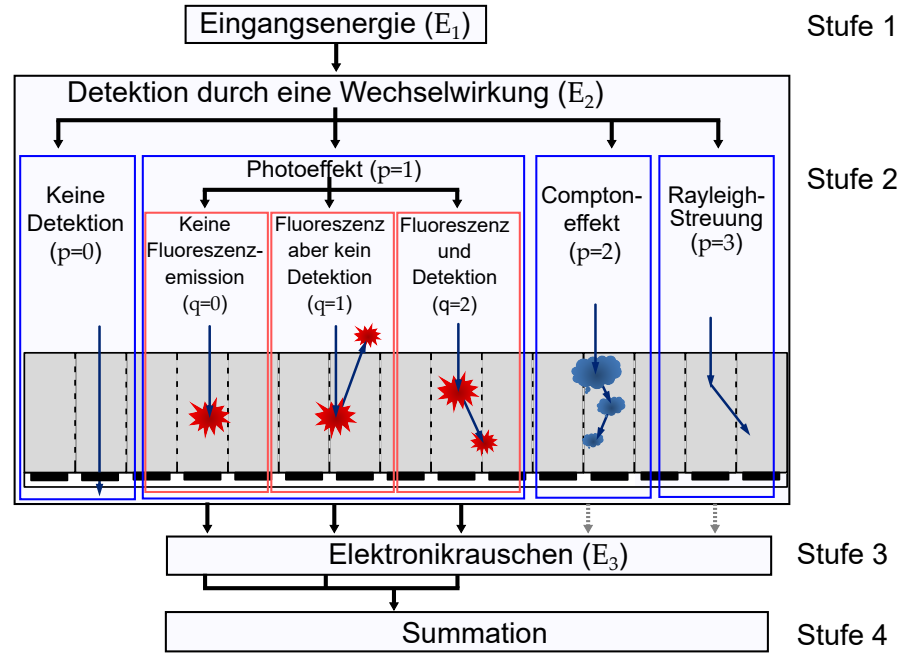


Abbildung 6.1: Schema des kaskadierten Detektormodell. Ein eintreffendes Photon mit Energie E_1 (Stufe 1) tritt über einen primären Effekt p und eventuell gefolgt von einem sekundären Effekt q in Wechselwirkung mit dem Detektor. Die detektierte Energie ist E_2 (Stufe 2), welche durch Elektronikrauschen zur Energie E_3 führt (Stufe 3). Die Beiträge der verschiedenen Effekte werden in Stufe 4 addiert.

6.2 KASKADIERTES DETEKTORMODELL

Es wird ein kaskadiertes Detektormodell entwickelt, welches schematisch in [Abbildung 6.1](#) dargestellt ist. In Stufe 1 wird das Spektrum der eintreffenden Photonen durch die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $PDF(E_1)$ beschrieben. In Stufe 2 wird die Wechselwirkung im Halbleiter (siehe [Abschnitt 4.3](#)) mit den primären Wechselwirkungen *keine Interaktion* ($p = 0$), *Photoeffekt* ($p = 1$), *Compton-Effekt* ($p = 2$) und *Rayleigh-Streuung* ($p = 3$) und den sekundären Effekten *keine Fluoreszenzstrahlung* ($q = 0$), *Fluoreszenzphoton verlässt den Halbleiter* ($q = 1$) und *Fluoreszenzphoton wird wieder absorbiert* ($q = 2$) beschrieben. Dabei treten die Effekte mit den Wahrscheinlichkeiten $Pr(p, q|E_1)$ auf und resultieren in der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $PDF_{p,q}(E_2|E_1)$. Das Elektronikrauschen wird mit $PDF(E_3|E_2)$ modelliert. Die spektrale Detektorantwortfunktion aus [Abschnitt 4.3](#) ist dann identisch mit der finalen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$D_R(E_p, E_x) = PDF(E_3|E_1), \quad (6.4)$$

wobei $E_1 = E_x$ und $E_3 = E_p$ sind. Diese ist eine Summe über die Produkte der einzelnen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der physikalischen Effekte p und q

$$\text{PDF}(E_3|E_1) = \sum_{p,q} [\text{PDF}_{p,q}(E_2|E_1) \cdot \text{Pr}(p, q|E_1) * \text{PDF}(E_3|E_2)] \quad (6.5)$$

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Stufen des Modells und die Modellierung der physikalischen Effekte näher beschrieben und wie daraus die räumlich-energetische Kovarianzmatrix der benachbarten Pixel erzeugt wird.

6.3 MODELLIERUNG DER PHYSIKALISCHEN EFFEKTE

Das Modell beschränkt sich auf die Nachbildung des Detektors für Anwendungen in der medizinischen Bildgebung, wodurch die Größenordnungen von Photonenfluss, Pixelgröße, Durchmesser der Elektronenladungswolke grob vorbestimmt sind. Dadurch genügt es den Fall zu betrachten, dass ein Photon mit Energie E_1 auf das zentrale Pixel einer 3×3 -Pixelanordnung trifft ([Abbildung 6.2](#)) und die Auswirkungen auf die unmittelbar angrenzenden Pixel modelliert werden. Die wesentliche Ausgabe des Modells ist eine Kovarianzmatrix $\mathcal{C}(E_1) \equiv \mathcal{C}(E_{3,i}, E_{3,j}|E_1)$, die die bedingten Wahrscheinlichkeiten beschreibt, Zählereignisse bei der Energie $E_{3,i}$ in Pixel i zu erhalten, wenn gleichzeitig Energie $E_{3,j}$ in Pixel j detektiert wird bei einem eintreffenden Photon mit der Energie E_1 . Diese Matrix besitzt je eingestrahelter Energie E_1 Einträge für alle Kombinationen aus 3×3 Pixeln und 191×191 diskreten Energien im Bereich 0 bis 190 keV. Die einzelnen Stufen des Modells werden im Folgenden beschrieben.

6.3.1 Stufe 1 – Röntgenspektrum

Das Röntgenspektrum nach dem untersuchten Objekt $S(E_x)$ aus [Gleichung 4.20](#) trifft auf den Detektor. Es wird in 1-keV-Schritten diskretisiert und als normierte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $\text{PDF}(E_1)$ mit $E_1 = E_x$ verwendet.

6.3.2 Stufe 2 – Energiedeposition im Detektor

WAHRSCHEINLICHKEITEN DER WECHSELWIRKUNGEN Die vier primären Wechselwirkungen p eines Photons mit dem Halbleiter ([Abbildung 6.1](#)) sind keine Wechselwirkung ($p = 0$), Photoeffekt ($p = 1$), Compton-Effekt ($p = 2$) und Rayleigh-Streuung ($p = 3$). Die energieabhängigen Wahrscheinlichkeiten werden durch $\text{Pr}(p, q|E_1)$ dargestellt. Vereinfachend werden Compton-Effekt und Rayleigh-Streuung

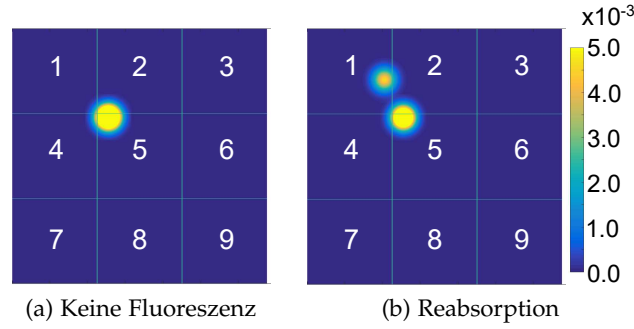


Abbildung 6.2: 3×3 -Pixelanordnung. Die Pixel werden mit Index j durchnummeriert. Ein Photon trifft mit Energie E_1 auf das zentrale Pixel $j = 5$. (a) Die Energie wird vollständig übertragen ($q = 0$) und in den Pixeln 1, 2, 4 und 5 detektiert. (b) Ein Fluoreszenzphoton wird abgestrahlt und wechselwirkt in Pixel 1 ($q = 2$). Durch Ladungsverteilung wird die Energie auf die Pixel 1, 2, 4 und 5 aufgeteilt.

nicht modelliert, da ihr Auftreten relativ unwahrscheinlich ist. Zudem würde Rayleigh-Streuung nicht die Energie des Photons ändern, sondern lediglich die Flugbahn zufällig ändern. Des Weiteren wurde angenommen, dass ein Photon nur eine Wechselwirkung durchführt, was in einer Monte-Carlo-Simulation verifiziert wurde.

Nach Wechselwirkung eines Photons mittels Photoeffekt gibt es drei mögliche sekundäre Ereignisse q , die eintreten können. Es tritt keine Fluoreszenzstrahlung der K-Schale auf ($q = 0$), ein Fluoreszenzphoton wird emittiert und verlässt den Halbleiter ($q = 1$) oder es wird wieder im Halbleiter absorbiert ($q = 2$). Die Energien der Fluoreszenzphotonen, die hier auftreten können sind in [Tabelle 4.1](#) aufgelistet. *Keine Fluoreszenzstrahlung* bedeutet in dieser Arbeit, dass keine Fluoreszenzstrahlung auftritt, deren Energie groß genug ist, um das Pixel zu verlassen. Das bedeutet, dass im Fall $p = 1, q = 0$ streng genommen Fluoreszenzstrahlung mit wesentlich kleineren Energien als in [Tabelle 4.1](#) auftreten kann. Diese würde aber in zeitlicher und räumlicher Nähe der primären Elektronenwolke absorbiert werden und zu dieser beitragen.

Die verschiedenen Wechselwirkungsarten sind in [Abbildung 6.1](#) veranschaulicht und in [Abbildung 6.3](#) sind deren Wahrscheinlichkeiten für einen 1,6 mm dicken CdTe Sensor dargestellt. Die Berechnung dieser Wahrscheinlichkeiten ist in [\[93\]](#) erläutert. Primär wechselwirken die Röntgenphotonen über Photoeffekt ($p = 1$) mit dem Halbleiter. Erst ab Energien über 140 keV tritt mit einer Wahrscheinlichkeit über 50 % keine Interaktion ein. Ab der Bindungsenergie der jeweiligen K-Schale von Cd und Te ($E_{K,Cd} = 26,7$ keV bzw. $E_{K,Te} = 31,8$ keV) können anschließend Fluoreszenzphotonen entstehen, deren Reichweite lang genug ist, um den Sensor zu verlassen. Bei einer Dicke des CdTe-Halbleiters von 1,6 mm geschieht dies relativ selten ($q = 1$). In

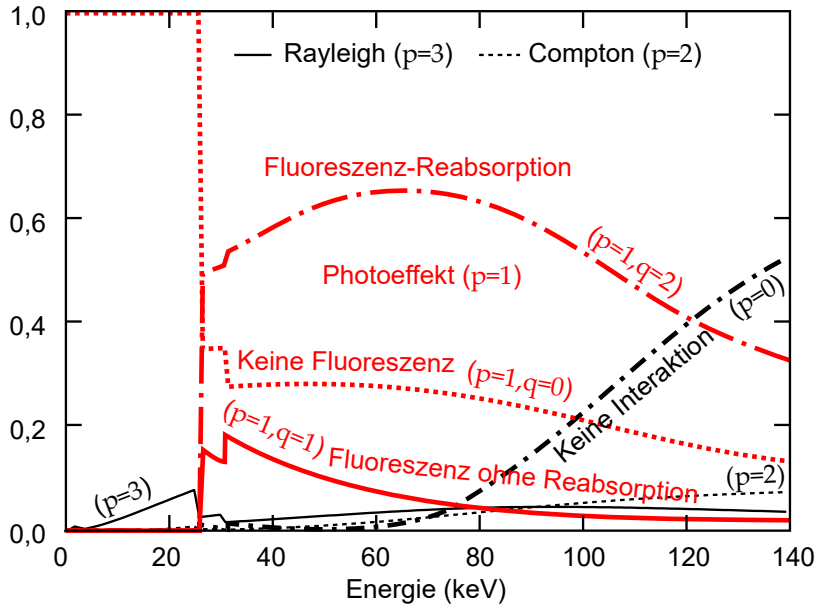


Abbildung 6.3: Energieabhängige Wahrscheinlichkeiten der Wechselwirkungen. Überwiegend wechselwirken die Photonen durch den Photoeffekt ($p = 1$, rot) mit dem Halbleiter. Compton-Effekt ($p = 2$) und Rayleigh-Streuung ($p = 3$) treten selten auf.

den meisten Fällen werden die Fluoreszenzphotonen wieder absorbiert ($q = 2$). Keine Fluoreszenzphotonen werden je nach Energie mit einer Wahrscheinlichkeit zwischen 20 und 30 % emittiert. Compton-Effekt ($p = 2$) und Rayleigh-Streuung ($p = 3$) werden aufgrund ihrer geringen Beiträge im Detektormodell vernachlässigt.

BEDINGTE WAHRSCHEINLICHKEIT DER DEPONIERTEN ENERGIE
Im Fall von keiner Wechselwirkung ($p = 0$) wird auch keine Energie deponiert. Somit ist

$$\text{PDF}_{p=0,q}(E_2|E_1) = 0 \quad (6.6)$$

Für den Fall der Wechselwirkung über Photoeffekt und keiner Fluoreszenzemission ($p = 1, q = 0$) nehmen wir an, dass das Photon mit Energie E_1 das zentrale Pixel (Index $j = 5$ in [Abbildung 6.2](#)) irgendwo trifft. Eine Elektronenladungswolke mit Energie E_1 wird am Wechselwirkungsort (x,y,z) im lokalen Koordinatensystem des Pixels erzeugt, wobei die z -Achse parallel zur Flugbahn des Photons verläuft. Die räumliche Dichte der Ladungswolke wird durch eine isotrope 3-D-Gaußfunktion modelliert mit effektivem Durchmesser d_0 (FWHM). Vereinfachend wird angenommen, dass dieser effektive Durchmesser unabhängig von der Energie ist. Empirisch hat sich gezeigt, dass diese Vereinfachung ausreicht, um das Model an Messdaten anzupassen. Dies kann man sich folgendermaßen plausibel machen. Photonen mit hoher Energie wechselwirken in der Regel tiefer im Halbleiter und damit näher an der Anode (Interaktionstiefe un-

gefähr $\propto E_1^2$). Die Elektronenwolke hat kaum Zeit durch Diffusion ($\propto t^{1/2}$) und Repulsion ($\propto t^{1/3}$ nach [7]) auf dem Weg zur Anode vergrößert zu werden. Photonen mit geringer Energie hingegen würden zwar eine Elektronenwolke mit geringerem Durchmesser erzeugen ($d(E_1) \propto E_1^{(1/3)}$), jedoch weiter weg von der Anode. Auf dem Weg zur Anode würde dieser Durchmesser größer werden. Diese entgegengesetzten Effekte führen effektiv zu einer sehr geringen Abhängigkeit von der Energie.

Die Ladungswolke bewegt sich aufgrund der angelegten Spannung am Leiter senkrecht auf die Anodenebene zu und trifft die Anode bei $(x, y, 0)$. Der Anteil der Gesamtenergie der Ladungswolke $E_{2,j}$, der im Pixel j detektiert wird, kann durch Integration der 3-D-Gaußfunktion über das Volumen über dem Pixel j berechnet werden. Alternativ kann die Projektion der 3-D-Gaußfunktion in die Anodenebene (entspricht einer 2-D-Gaußfunktion) über die Pixelfläche F_j integriert und mit der Gesamtenergie der Ladungswolke E_1 skaliert werden:

$$E_{2,j} = E_1 \cdot \iint_{F_j} \text{Gauß} \left((x, y), \begin{bmatrix} \sigma_{d0}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{d0}^2 \end{bmatrix} \right) \quad (6.7)$$

$$\text{mit } \sigma_{d0}^2 = d_0^2 / \sqrt{2 \log 2} \quad (6.8)$$

$\text{Gauß}((x, y), \mathbf{M})$ beschreibt eine 2-D-Gaußfunktion in x - und y -Richtung mit Kovarianzmatrix \mathbf{M} .

Da der Wechselwirkungsort in Pixel 5 zufällig verteilt ist, kann man für alle möglichen Orte (x, y) die Energie $E_{2,j}$ mit [Gleichung 6.7](#) bestimmen. Ist die Fläche dabei mit Δx diskretisiert, kann die Wahrscheinlichkeit $(\Delta x / d_{\text{pix}})^2$ für die Kombinationen aus Pixeln und Energien E_2 zu dem entsprechenden Element einer bedingten normierten Kovarianzmatrix $\mathcal{C}_{p,q}(E_2|E_1)$ für eine bestimmte Eingangsenergie E_1 addiert werden.

Nun wird der Fall betrachtet, bei dem Fluoreszenzstrahlung emittiert wird und den Halbleiter verlässt, also $p = 1$ und $q = 1$ ist. Dafür kann in [Gleichung 6.7](#) einfach E_1 durch $(E_1 - E_{\text{Fl}})$ ersetzt werden, wobei E_{Fl} die effektive Energie des Fluoreszenzphotons ist, und man erhält:

$$E_{2,j} = (E_1 - E_{\text{Fl}}) \cdot \iint_{F_j} \text{Gauß} \left((x, y), \begin{bmatrix} \sigma_{d0}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{d0}^2 \end{bmatrix} \right) \quad (6.9)$$

Die effektive Energie des Fluoreszenzphotons E_{Fl} ergibt sich als gewichtete Summe der relevanten Übergangsenergien aus [Tabelle 4.1](#):

$$E_{\text{Fl}} = \sum_m \sum_{\tau} w_m \cdot P_{\text{tr}}(m, \tau) \cdot E_{\text{tr}}(m, \tau) \quad (6.10)$$

Dabei ist $m \in \{\text{Cd}, \text{Te}\}$ der Materialindex und $\tau \in \{K_{\alpha}, K_{\beta}\}$ der Index für den Übergang. w_m ist der relative Massenanteil von Cd und Te ($w_{\text{Cd}} = 0,48$ und $w_{\text{Te}} = 0,52$).

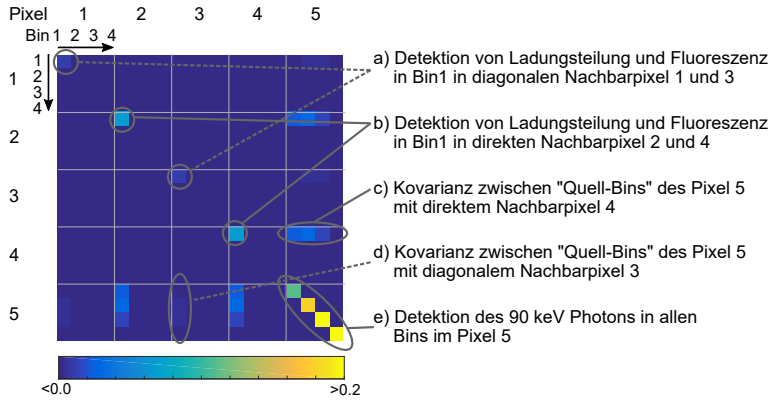


Abbildung 6.4: Kovarianzmatrix für alle Kombinationen aus 3×3 Pixeln und 4×4 Energiefenster mit den Grenzen $\{20, 55, 65, 80, \infty\}$ keV und Photonenenergie $E_1 = 90$ keV. Dargestellt sind die Einträge für die Pixel 1 bis 5. Die restlichen Einträge wiederholen sich aufgrund der Symmetrie. Die Skala umspannt 0 bis 0,2.

Etwas komplizierter ist der Fall, bei dem das Fluoreszenzphoton mit Energie E_{FL} wieder mittels Photoeffekt am Ort $(x + f_x, y + f_y, z + f_z)$ im Halbleiter wechselwirkt ($p = 1, q = 2$). Dabei entsteht eine primäre Ladungswolke mit Energie $E_1 - E_{FL}$ und eine sekundäre Ladungswolke mit E_{FL} . Es wird angenommen, dass sich die beiden Ladungswolken nicht beeinflussen, senkrecht auf die Anodenebene bewegen und schließlich an den Orten $(x, y, 0)$ und $(x + f_x, y + f_y, 0)$ die Anode treffen. Die Energie $E_{2,j}$ im Pixel j ist nun die Summe der beiden Teilladungswolken über diesem Pixel

$$E_{2,j} = (E_1 - E_{FL}) \cdot \iint_{F_j} \text{Gauß} \left((x, y), \begin{bmatrix} \sigma_{d0}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{d0}^2 \end{bmatrix} \right) + \\ + E_{FL} \cdot \iint_{F_j} \text{Gauß} \left((x + f_x, y + f_y), \begin{bmatrix} \sigma_{d0}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_{d0}^2 \end{bmatrix} \right) \quad (6.11)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $\text{PDF}(f_x, f_y)$ für den Ort der zweiten Ladungswolke ist unabhängig vom Ort der primären Wechselwirkung. Das Fluoreszenzphoton wird isotrop in alle Raumrichtungen abgestrahlt und die Reichweite wird durch das Gesetz von Lambert-Beer bestimmt.

6.3.3 Stufe 3 – Elektronikrauschen

Das Elektronikrauschen wird durch eine um die Null zentrierte Gaußfunktion $\mathcal{N}(0, \sigma_e^2)$ modelliert. Die bedingte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für E_3 erhält man durch Faltung mit E_2 :

$$\text{PDF}(E_3|E_2) = \text{PDF}(E_2) * \mathcal{N}(0, \sigma_e^2) \quad (6.12)$$

6.3.4 Stufe 4 – Summierung

Schließlich erhält man die normierte Kovarianzmatrix $\mathcal{C}(|E_1|)$, die die Kovarianz zwischen zwei Zählereignissen bei Energie $E_{3,i}$ im Pixel i Energie $E_{3,j}$ im Pixel j bei einem eintreffenden Photon mit Energie E_1 angibt als

$$\mathcal{C}(E_1) \equiv \mathcal{C}(E_{3,i}, E_{3,j}|E_1) = \text{PDF}(E_{3,i}, E_{3,j}|E_1) \quad (6.13)$$

Am Beispiel der mono-energetischen Bestrahlung des zentralen Pixels ($j = 5$) mit $E_1 = 90$ keV Photonen sind in [Abbildung A.1](#) die Einträge der Matrix $\mathcal{C}(|E_1|)$ dargestellt. Eine Interpretation der Einträge befindet sich im Folgenden für die Kovarianzmatrix mit vier Energiefenstern.

Für bestimmte Energiefenster \mathbb{B} kann die normierte Kovarianzmatrix $\mathcal{C}_{\mathbb{B}}$ durch Integration von \mathcal{C} über die entsprechenden Energiebereiche berechnet werden:

$$\mathcal{C}_{\mathbb{B}}(E_1) = \int_{\mathbb{B}} \mathcal{C}(E_3|E_1) dE_3 \quad (6.14)$$

Auch hier ist E_3 eigentlich $E_{3,i}$ und $E_{3,j}$. Für vier Energiefenster ist das Ergebnis beispielhaft für Bestrahlung des zentralen Pixel 5 mit $E_1 = 90$ keV Photonen und einer Pixelkantenlänge von $d_{\text{pix}} = 225 \mu\text{m}$ in [Abbildung 6.4](#) dargestellt. Die Energiefenster haben die Grenzen $\{20, 55, 65, 80, \infty\}$ keV. Aufgrund der Symmetrie genügt es die Einträge für die Pixel 1 bis 5 zu betrachten. Im Folgenden wird das Zustandekommen der Fälle (a) bis (e) in der Abbildung genauer betrachtet.

Die Wahrscheinlichkeit das 90 keV Photon im Fall (e) zu detektieren nimmt mit steigender Bin-Nummer zu. Bei Photoeffekt ohne Fluoreszenzemission wird es in Bin 4 detektiert. Durch Ladungsteilung kann maximal die halbe Energie des Photons in Nachbarpixeln landen. Die Einträge in Bin 1 kommen also durch Photonen zustande, die in der Nähe der Grenze zu anderen Pixel detektiert wurden. Einträge auf der Diagonalen (a,b) kommen durch Ladungsteilung und eintreffende Fluoreszenzphotonen zustande. Maximal die halbe Energie der eintreffenden Photonen kann detektiert werden. In diesem Beispiel kann das nur in Bin 1 sein. Die Wahrscheinlichkeit, dass diese in den direkten Nachbarpixeln detektiert werden ist wahrscheinlicher (b) als diese in den diagonalen Nachbarn zu detektieren (a). In (c) bzw. (d) kann die dazu gehörige Ursprungsenergie (zumindest die Bin-Nummer) zugeordnet werden. Die Wahrscheinlichkeiten für eine Detektion in diagonalen Nachbarpixeln (d) ist unwahrscheinlicher als für einen direkten Nachbarn (c).

In [Abbildung 6.5](#) ist die Detektorantwort auf homogene flächige Bestrahlung des pixelierten Detektors mit $E_1 = 90$ keV Photonen gezeigt. Die Auswirkungen, der in [Abschnitt 4.3](#) und [Abschnitt 6.2](#) diskutierten Effekte Photoeffekt, K-escape, Fluoreszenz, Ladungsteilung

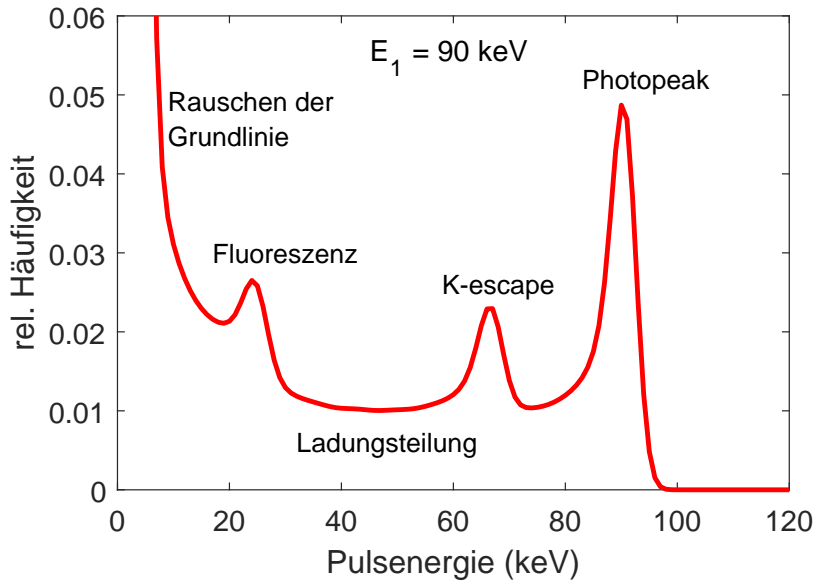


Abbildung 6.5: Detektorantwort auf homogene Bestrahlung eines pixelierten Detektors mit Photonen der Energie $E_1 = 90 \text{ keV}$. Mittels Photoeffekt deponierte Energie manifestiert sich im *Photopeak*. Verlässt ein Fluoreszenzphoton das Pixel wird nur noch die verbleibende Energie (*K-escape*) im Pixel deponiert. Bei homogener Bestrahlung werden die Fluoreszenzphotonen aus den Nachbarpixeln detektiert. Elektronikrauschen führt zu einer zusätzlichen Verschmierung jeder detektierten Energie und zum *Rauschen der Grundlinie* um 0 keV .

und Elektronikrauschen, sind deutlich zu erkennen. Weitere Eigenschaften des Detektormodells und die Abhängigkeit von den Parametern Pixelgröße d_{pix} , Durchmesser der Ladungswolke d_0 und Elektronikrauschen σ_e sind ausführlich in [92] behandelt.

6.4 SIMULATIONSUMGEBUNG

Zur Simulation realistisch verrauschter CT-Bilder wird das im vorherigen Abschnitt beschriebene Detektormodell für den photonenzählenden CT-Prototyp (SOMATOM CounT, Siemens Healthineers, Forchheim) angepasst und in die vorhandene Simulationsumgebung integriert. Die Software *ctsim* zur Erzeugung von CT-Rohdaten (Sino-gramme) ist ein Siemens-internes Programm für die Entwicklung. Die Software zur Rekonstruktion von CT-Bildern aus Rohdaten (Siemens ReconCT) ist kommerziell verfügbar. In den folgenden Abschnitten wird zunächst die Anpassung des Detektormodells, dann die Erzeugung realistisch verrauschter Rohdaten und schließlich die Rekonstruktion von CT-Bildern beschrieben.

6.4.1 Anpassung für den Siemens PCD-CT-Prototyp

Das Detektormodell muss auf den Macro-Modus ([Abschnitt 5.3](#)) des CT-Prototyps mit photonenzählendem Detektor angepasst werden. Dazu wird die 3×3 -Pixelanordnung auf die 4×4 -Pixelanordnung des Macro-Modus übertragen. Dabei werden die Pixel mit einer Kantenlänge von $d_{\text{pix}} = 225 \mu\text{m}$ auch als Subpixel bezeichnet und die Zusammenfassung von 4×4 Subpixeln als Macro-Pixel. Das Streustrahlenraster, welches die Macro-Pixel in Winkelrichtung abgrenzt, reduziert die Intensität der Eingangsstrahlung, jedoch nicht das Übersprechen in die und aus der darunterliegenden Pixelregion. Die Anordnung ist schematisch in [Abbildung 6.6](#) dargestellt. Die Methode zur Anpassung ist detailliert in [\[94\]](#) beschrieben und wird im Folgenden verkürzt dargestellt. Um die Kovarianzmatrix \mathcal{C} des Detektormodells korrekt auf ein Macro-Pixel zu übertragen, muss die 3×3 -Pixelanordnung mit dem zentralen Pixel $j = 5$ über jedes der 4×4 Pixel gelegt werden und die Beiträge der Pixel j auf ein Macro-Pixel addiert werden. Die Kovarianzmatrix $\mathcal{C}_{\mathbb{B}}$ wird für zwei Energiefenster \mathbb{B}_j mit $j = \{1, 2\}$ berechnet. Da im Macro-Modus die Zählereignisse aus allen (Sub-)Pixeln zu einem Macro-Pixel addiert werden, reduziert sich die Größe der Kovarianzmatrix $\mathcal{C}_{\mathbb{B}}$ auf 2×2 Einträge je Eingangsenergie E_1 . Die Erwartungswerte für die korrelierten Zählraten in den beiden Energiefenstern sind dann durch die Erwartungswerte von $I_{\mathbb{B}_1}$ und $I_{\mathbb{B}_2}$ gegeben. Die Korrelation wird durch die Kovarianzmatrix $\mathcal{C}_{\mathbb{B}}$ beschrieben:

$$\mathcal{C}_{\mathbb{B}} = \begin{bmatrix} \text{Var}[I_{\mathbb{B}_1}] & \text{Cov}[I_{\mathbb{B}_1}, I_{\mathbb{B}_2}] \\ \text{Cov}[I_{\mathbb{B}_1}, I_{\mathbb{B}_2}] & \text{Var}[I_{\mathbb{B}_2}] \end{bmatrix} \quad (6.15)$$

[Abbildung 6.7](#) zeigt die Detektorantwortfunktion eines Macro-Pixels in Abhängigkeit von der Energie des eingestrahnten Photons E_1 mit zwei Energiefenstern mit den Einstellungen $\mathbb{B}_1 = [20, 65) \text{ keV}$ und $\mathbb{B}_2 = [65, \infty) \text{ keV}$. Ab der doppelten Energie der unteren Schwelle – bei diesen Einstellungen 40 keV – kann ein Photon mehrfach gezählt werden, was zu einer höheren Varianz führt, als bei Poisson-Statistik zu erwarten wäre. Ab der Summe von unterer und oberer Energieschwelle (hier: 85 keV) kann ein Photon sowohl in \mathbb{B}_1 als auch in \mathbb{B}_2 gezählt werden. Daher ist die Kovarianz ab 85 keV größer 0.

Die freien Parameter des Detektormodells σ_e , d_0 , d_{pix} wurden in [\[95\]](#) für die Detektorgeometrie des CT-Prototyps mit $d_{\text{pix}} = 225 \mu\text{m}$ bestimmt und sind in [Tabelle 6.1](#) tabelliert. Beispielfhaft ist in [Abbildung 6.8](#) die simulierte und gemessene Detektorantwort auf ein 100 kV -Spektrum dargestellt. Die Messung erfolgte, indem die Energieschwelle schrittweise erhöht wurde.

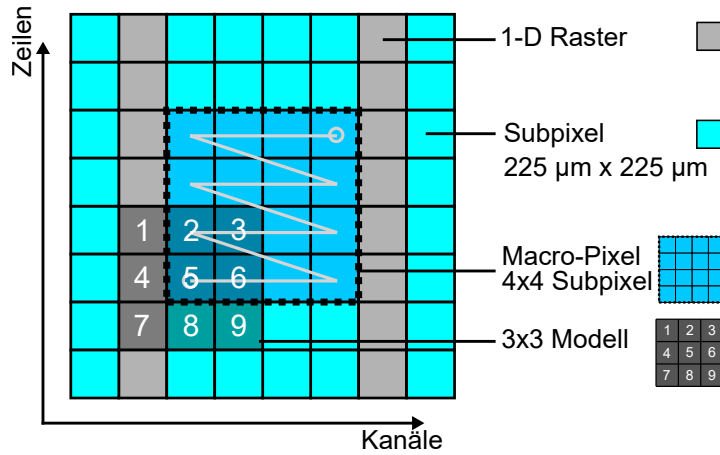


Abbildung 6.6: Zusammenschluss von 4×4 Pixeln zu einem Macro-Pixel und 1-D-Streustrahlenraster. Das 3×3 -PCD-Modell muss über jedes der 16 Subpixel gelegt werden und die Beiträge der Kovarianzmatrix müssen aufaddiert werden.

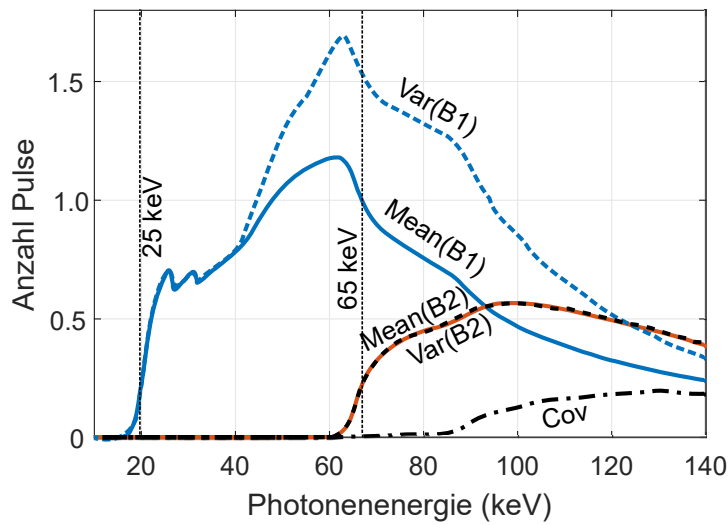


Abbildung 6.7: Detektorantwort für ein Macro-Pixel mit zwei Energiefenstern $\mathbb{B}_1 = [20, 65)$ keV und $\mathbb{B}_2 = [65, \infty)$ keV. Angegeben sind der Erwartungswert für die Anzahl gezählter Pulse $\text{Mean}(\mathbb{B}_i)$ und $\text{Mean}(\mathbb{B}_2)$ für die jeweiligen Energiefenster \mathbb{B}_i , die dazugehörigen Werte für die Varianz $\text{Var}(\mathbb{B}_1)$ und $\text{Var}(\mathbb{B}_2)$ und die Kovarianz Cov .

6.4.2 Erzeugung realistisch verrauschter Daten

Mit dem Siemens-internen Programm *ctsim* wird unter Berücksichtigung eines realistischen Röntgenspektrums $S_0(E_x)$, der Formfilter, der spektralen Filter und der physikalischen Wechselwirkungen ([Abschnitt 2.3](#)) im zu untersuchenden Objekt das Eingangsspektrum $S(E_x)$ für jedes Macro-Pixel des PCD und Rotationswinkel θ berechnet.

Mit den Erwartungswerten der Zählraten $E[I_{\mathbb{B}_{1,2}}]$ in den Energiefenstern $\mathbb{B}_{1,2}$ je eingestrahltm Photon mit Energie $E_1 = E_x$ und deren Kovarianzmatrix $\mathcal{C}_{\mathbb{B}}$ lassen sich Gauß-verteilte korrelierte Zufallszahlen erzeugen [[96](#)]. Dazu benötigt man einen Vektor mit normalverteilten Zufallszahlen \mathbf{z} und erzeugt die gewünschten Zufallszahlen mit

$$\mathbf{I}_{\mathbb{B}} = \begin{pmatrix} E[I_{\mathbb{B}_1}] \\ E[I_{\mathbb{B}_2}] \end{pmatrix} + \mathbf{R}^T \mathbf{z}, \quad (6.16)$$

wobei

$$\mathcal{C}_{\mathbb{B}} = \mathbf{R}^T \mathbf{R} \quad (6.17)$$

gilt. \mathbf{R}^T kann durch die Cholesky-Zerlegung von $\mathcal{C}_{\mathbb{B}}$ berechnet werden [[96](#)]. Vor- und Nachteile dieser Methode sind in [[92](#)] beschrieben. Mit dieser Methode können verrauschte Daten erzeugt werden, die auch Mehrfachzählungen (auch mehr als 2-fach) eines Photons erfolgreich modellieren. $\mathcal{C}_{\mathbb{B}}$ muss für die Cholesky-Zerlegung positiv semidefinit sein. Daten eines PCD sind ganzzahlig und können aufgrund des Elektronikrauschens auch negativ sein, wodurch $\mathcal{C}_{\mathbb{B}}$ nicht zwangsweise positiv semidefinit ist. Dies wurde sicher gestellt, indem nicht-diagonale Elemente umskaliert wurden, damit ihre Summe nicht größer als die Diagonalelemente wird [[92](#)].

Schließlich erhält man je einen Rohdatensatz $I_{\mathbb{B}_j}$ für die Zählrate in den Energiefenstern \mathbb{B}_j . Die Zählrate ohne Objekt wird als I_{0,\mathbb{B}_j} bezeichnet.

6.4.3 Bildrekonstruktion

Durch Kenntnis der Zählraten mit ($I_{\mathbb{B}_j}$) und ohne schwächendes Objekt (I_{0,\mathbb{B}_j}), erfolgt die Bildrekonstruktion wie in [Abschnitt 2.5](#) beschrieben für jedes Energiefenster \mathbb{B}_j separat. Die Projektionsdaten

Tabelle 6.1: Parameter des Detektormodells.

PARAMETER	VARIABLE	WERT
Pixelkantenlänge	d_{pix}	225 μm
Durchmesser der Elektronenwolke	d_0	48 μm
FWHM des Elektronikrauschens	σ_e	2,0 eV

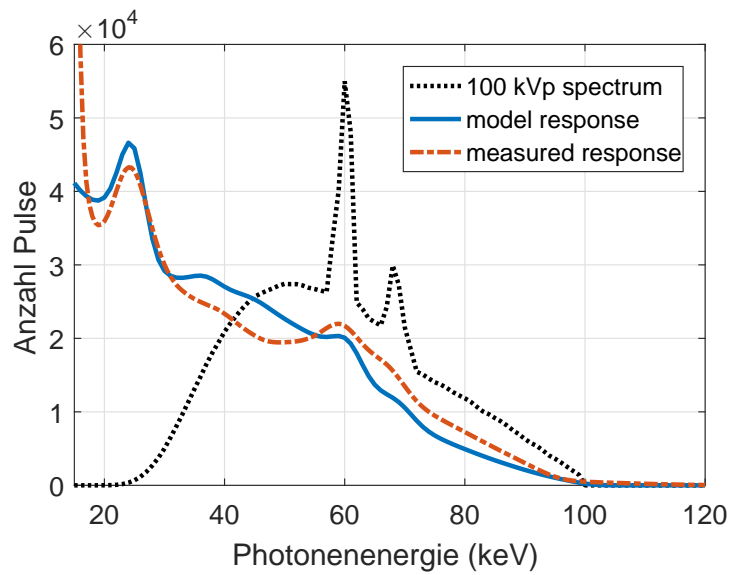


Abbildung 6.8: Simulierte und gemessene Detektorantwort auf ein 100 kV-Röntgenspektrum.

werden zunächst mit einem Rekonstruktionskern gefaltet und anschließend zurück in den Bildraum projiziert. Die Bildrekonstruktion erfolgt mit *ReconCT*, in welcher der Algorithmus für eine dreidimensionale gefilterte Rückprojektion [28] implementiert ist.

KONZEPTION UND MESSGRÖSSEN

In diesem Kapitel wird das Konzept der spektralen Filterung vorgestellt, welche die spektrale Trennung in der Computertomographie (CT) mit photonenzählenden Detektoren (PCD) verbessern soll. Die Messgrößen zur Bewertung der spektralen Eigenschaften und Bildqualität des Messsystems werden beschrieben und der Ablauf der Auswertung dargelegt.

7.1 KONZEPT DIESER ARBEIT – UNTERSUCHUNG SPEKTRALER FILTER

Die gegenläufig optimierbaren Eigenschaften *Detektorantwortfunktion* und *Pulsanhäufung* (Kapitel 4) führen zu einem bestimmten Pixelgrößenbereich, der die PCD in der CT einsetzbar macht. Mit dem in Kapitel 6 beschriebenen Detektormodell kann die spektrale Sensitivität des Detektors für die im Prototyp (Kapitel 5) verwendete Pixelgröße von $225\text{ }\mu\text{m} \times 225\text{ }\mu\text{m}$ berechnet werden. Abbildung 7.1a zeigt die spektrale Sensitivität, also welche Photonenenergie des Röhrenspektrums bei 140 kV und 25 cm Wasser als Absorber mit welcher Wahrscheinlichkeit im niedrigen Energiefenster $[E_1, E_2]$ und hohen Energiefenster $[E_2, \infty[$ detektiert wird. Für dieses Beispiel ist $E_1 = 30\text{ keV}$ und $E_2 = 65\text{ keV}$ gewählt. Ab 60 keV ist eine Überlappung der beiden Energiefenster zu beobachten, die durch Ladungsteilung, Fluoreszenzstrahlung und Elektronikrauschen verursacht wird. Es soll die Auswirkung auf die spektrale Trennung untersucht werden, wenn Photonen aus dem eingestrahlten Röntgenspektrum herausgefiltert werden, die zu einem Signal in beiden Energiefenstern führen. Dies kann mit Materialien erreicht werden, die eine K-Kante im für die Röntgendiagnostik relevanten Energiebereich zwischen 20 keV und 150 keV besitzen, und ist in Abbildung 7.1b und Abbildung 7.1c für einen 50 μm bzw. 500 μm dicken Filter aus Hafnium demonstriert. Da Auswirkungen auf Bildqualität und Dosis zu erwarten sind, wird dies in klinisch relevanten Anwendungsszenarien genauer untersucht. Tabelle 7.1 stellt einen Auszug der Elemente dar, die ihre K-Kante im Bereich ab 60 keV besitzen. Die genannten Filterdicken reduzieren die Intensität eines 140 kV-Röhrenspektrums auf 70 % (50 μm) beziehungsweise 6 % (500 μm).

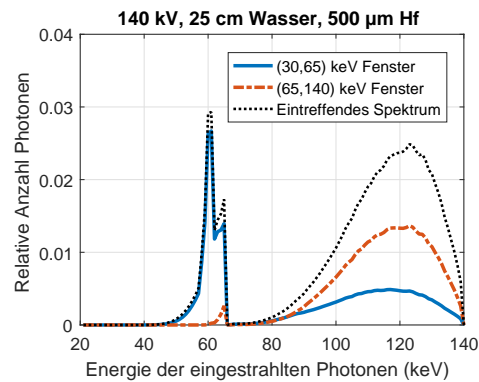
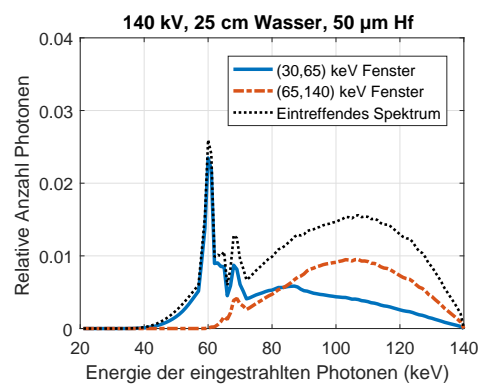
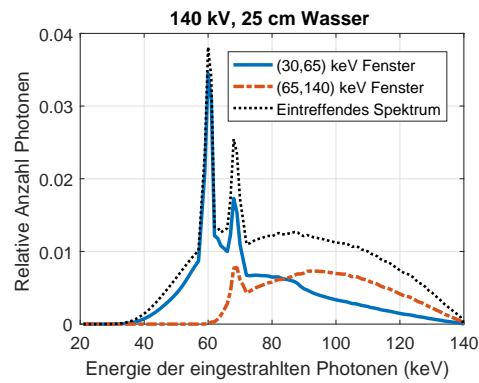


Abbildung 7.1: Spektrale Sensitivität des Detektors bei (a) einem Standard 140 kV Röhrenspektrum inklusive 25 cm Wasser, (b) mit 50 μm zusätzlichem Filter aus Hafnium und (c) 500 μm zusätzlichem Hafniumfilter – In den Fällen (b) und (c) wird die Intensität jeweils auf 70 % beziehungsweise 6 % reduziert. In diesem Beispiel ist die Konfiguration der Energiefenster 30/65 keV (blau) und 65/140 keV (rot).

Tabelle 7.1: Auswahl von für die Vorfilterung relevanter Elemente mit K-Kante im Röntgenspektrum. Die jeweils angegebenen Filterdicken reduzieren die Intensität eines 140 kV-Röhrenspektrums auf 70 % bzw. 6 %.

MATERIAL	Tm	Yb	Lu	Hf	Ta
Ordnungszahl	69	70	71	72	73
K-Kante (keV)	59,4	61,3	63,3	65,4	67,4
Filterdicke (µm) 70 %	61,4	95,0	65,6	49,2	39,8
Filterdicke (µm) 6 %	710	1030	700	510	410

7.2 KLINISCHE ANWENDUNGSSZENARIEN

In dieser Arbeit werden spektrale Routineuntersuchungen und spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchungen als Anwendungsszenarien in der CT untersucht, die mit dem in Kapitel 5 beschriebenen Prototyp realisierbar wären.

Spektrale Routineuntersuchung Als Routineuntersuchungen werden die am häufigsten durchgeführten Untersuchungen in der CT bezeichnet. Dazu gehören unter anderem Untersuchungen des Gehirns, der Schädelknochen, des Thorax, des Abdomens, zur Tumorklassifikation, Metastasensuche und zur Perfusionsmessung. Hierzu werden oft Untersuchungen mit Kontrastmittel und ohne Kontrastmittel als (*natives*) Referenzbild erstellt. Mit Zwei-Energie-Methoden kann prinzipiell auf die native Untersuchung verzichtet werden, da ein *virtuelles* Nativbild berechnet werden kann. Bei herkömmlichen Zwei-Energie-Systemen muss dies jedoch vor der Datenakquisition ausgewählt werden. Eine energieauflösende („spektrale“) Untersuchung ist noch kein Standardverfahren.

Mit photonenzählenden Detektoren steht die Zwei-Energie-Information stets zur Verfügung und kann bei Bedarf verwendet werden, ohne eine weitere Messung durchführen zu müssen. Dadurch wird die spektrale Routineuntersuchung ermöglicht. Eine zusätzliche Filterung, wie sie in dieser Arbeit untersucht wird, wird die Intensität der Röntgenstrahlung reduzieren. Im Falle der spektralen Routineuntersuchung kann davon ausgegangen werden, dass eine Reduktion der Intensität bis zu ungefähr 40 % kompensiert werden kann. Dies wäre möglich durch eine entsprechende Erhöhung des Röhrenstroms, da die Röntgenröhre bei einem normalgewichtigen Patientenkollektiv nicht an ihrer Belastungsgrenze betrieben wird. Alternativ wäre eine Verlängerung der Scandauer denkbar. Auswirkungen der daraus resultierenden höheren Belastung der Röhre auf deren Lebensdauer und Auswirkungen auf den Arbeitsablauf aufgrund längerer

Kühlzeiten zwischen Untersuchungen werden in dieser Arbeit nicht betrachtet.

In dieser Arbeit soll untersucht werden, ob durch einen *dünnen* Filter mit einer K-Kante im Absorptionsspektrum die spektralen Eigenschaften des Messsystems verbessert werden können, ohne dabei die Bildqualität zu beeinträchtigen. In diesem Kontext bedeutet „dünnere Filter“, dass dieser die Intensität der Röntgenstrahlung um höchstens 40 % reduziert.

SPEKTRALE ULTRANIEDRIGDOSISUNTERSUCHUNG Es gibt in der **CT** Ultraniedrigdosisuntersuchungsprotokolle, bei denen zusätzliche Filter eingesetzt werden, um die Intensität der Röntgenstrahlung wesentlich zu reduzieren, da technisch bedingt die Röntgenröhre nicht unterhalb eines bestimmten Stromwertes betrieben werden kann. Somit bleibt die Dosismodulationsfähigkeit, die für die Dosisautomatik nötig ist, erhalten. Beim Protokoll für Lungenkrebsfrüherkennung wird ein 0,6 mm Zinnfilter bei 100 kV und einem mittleren Röhrenstrom von 150 mA s verwendet [97].

In einem solchen Anwendungsszenario ist eine spektrale Bildgebung bisher nicht vorgesehen [98]. Für die spektrale Bildgebung mit **PCD** wäre das mit dem Zinnfilter aufgehärtete 100 kV Spektrum ungeeignet, da es relativ schmal ist. Hierfür ist ein 140 kV Spektrum besser geeignet. Ersetzt man nun den Zinnfilter, durch einen Filter, der eine K-Kante im Spektrum besitzt, aber ähnliche Schwächungseigenschaften aufweist, kann dieser dicker gewählt werden als bei der spektralen Routineuntersuchung. In **Tabelle 7.1** sind für die relevanten Elemente die Dicken angegeben, die die Intensität eines 140 kV Spektrums auf 6 % reduzieren. Dies entspricht der Intensitätsreduktion eines mit 0,6 mm Zinn gefilterten 100 kV Spektrums ebenfalls bezogen auf 140 kV ohne Filter. Je dicker der Filter mit K-Kante gewählt werden kann, desto besser wird die spektrale Trennung erwartet, wie dies in **Abbildung 7.1c** exemplarisch dargestellt ist. Ein relativ dicker Filter mit K-Kante würde also eine spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung ermöglichen.

In dieser Arbeit soll auch für dieses Szenario geprüft werden, ob durch einen *dicken* Filter mit einer K-Kante im Absorptionsspektrum die spektralen Eigenschaften des Messsystems verbessert werden können, ohne dabei die Bildqualität zu beeinträchtigen. In diesem Kontext bedeutet „dicker Filter“, dass dieser die Intensität der Röntgenstrahlung um höchstens 94 % reduziert.

7.3 MESSPHANTOM

Als Messphantom kommt ein wasseräquivalentes Phantom (QRM, Möhrendorf, Deutschland) mit 10 bis 40 cm Durchmesser zum Einsatz. Es besteht aus einem Innenteil mit 10 cm Durchmesser und kann

mit Ringen zu 20 bis 40 cm erweitert werden. Es bietet die Möglichkeit zwei Probenröhrchen mit jeweils 2 cm Durchmesser einzusetzen (siehe [Abbildung 9.1c](#)). Eines davon wird zentral positioniert; das andere im Abstand von 3 cm zum Zentrum. Bei den im Folgenden beschriebenen Messungen befindet sich im dezentralen Röhrchen immer Wasser. Im Zentrum wird entweder ein Röhrchen mit einer wässrigen Iodlösung oder ein Röhrchen mit einer Kaliumcarbonatlösung, die Knochen repräsentiert, verwendet.

7.4 MESSGRÖSSEN

Die Pixelwerte im rekonstruierten Bild werden in der [CT](#) in der Einheit HU gemessen und sind stets abhängig vom eingestrahltten Spektrum (vgl. [Abschnitt 2.6](#)). In dieser Arbeit werden die Pixelwerte, die in rekonstruierten Bildern des niedrigen bzw. hohen Energiefensters gemessen wurden, mit L bzw. H abgekürzt. Teilweise wird der Materialindex X hinzugefügt um die CT-Zahlen L_X und H_X eines bestimmten Materials X zu bezeichnen. Die in dieser Arbeit verwendeten auf Pixelwerten basierten Messgrößen werden in diesem Abschnitt beschrieben.

7.4.1 Auswerteregion

Als Auswerteregion ([ROI](#)) wird ein definierter Bereich in rekonstruierten Bildern des gemessenen Objektes bezeichnet, in welchem die CT-Zahlen x_i der darin eingeschlossenen Pixel (oder Voxel) i ausgewertet werden. Meistens sind der Mittelwert \bar{x} , der Median \tilde{x} , die Varianz $\text{Var}[x]$, die Standardabweichung $\sigma_x = \sqrt{\text{Var}[x]}$ und die Kovarianz $\text{Cov}[x, y]$ für weitere Auswertungen von Interesse. Dabei bezeichnet y die CT-Zahlen y_j der Pixel j deren Korrelation mit den Pixeln i betrachtet werden soll. Von Interesse kann dabei sein, die räumliche Korrelation zum Beispiel zwischen benachbarten Schichten zu analysieren. Für diese Studie relevant sind energetische Korrelationen zwischen Pixeln am selben räumlichen Ort, die aus Schwächungsdaten rekonstruiert wurden, die in verschiedenen Energiefenstern des photonenzählenden Detektors gemessen wurden. Die Bedeutung der genannten Maße für diese Arbeit wird im Folgenden näher betrachtet.

MITTELWERT Zur Bestimmung der CT-Zahl einer Probe in rekonstruierten Bildern von verrauschten Messdaten ist der Mittelwert

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (7.1)$$

geeignet [\[99\]](#). Artefakte im Bild können den Mittelwert jedoch stark beeinflussen.

MEDIAN (ZENTRALWERT) Für nach der Größe sortierte n Elemente einer Stichprobe (x_1, x_2, \dots, x_n) ist der Median nach [99] definiert als

$$\bar{x} = \begin{cases} x_{m+1}, & \text{falls } n = 2m + 1 \\ \frac{1}{2} (x_{m+1} + x_m), & \text{falls } n = 2m. \end{cases} \quad (7.2)$$

Für potentiell artefaktbehaftete Bilder ist es sinnvoller, an Stelle des Mittelwertes den Median in einer ROI zu bestimmen, da Ausreißer nicht ins Gewicht fallen. Daher wird in dieser Arbeit der Median verwendet um die CT-Zahlen von Knochen, Iod und Wasser zu bestimmen.

RAUSCHEN Die Varianz

$$\text{Var}[x] = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \quad (7.3)$$

gibt die Streuung einer Stichprobe x wieder[99]. Die Standardabweichung σ

$$\sigma_x = \sqrt{\text{Var}[x]} \quad (7.4)$$

der Menge an Pixelwerten innerhalb einer ROI wird in der CT als Rauschen bezeichnet. Wird zur Rekonstruktion die gefilterte Rückprojektion verwendet, ist das Rauschen entgegengesetzt proportional zur Wurzel aus der Anzahl der eingestrahnten Röntgenphotonen und damit zur Dosis D (siehe [2]):

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{D}}. \quad (7.5)$$

Um das Rauschen genau bestimmen zu können, müssen genügend Pixel in der ROI enthalten sein und der Einfluss durch systematische Fehler wie Artefakte oder Strahlaufhärtung müssen vernachlässigbar sein.

KOVARIANZ UND KOVARIANZMATRIX Der lineare Zusammenhang zwischen zwei Variablen x und y wird durch die Kovarianz

$$\text{Cov}[x, y] = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y}) \quad (7.6)$$

beschrieben. Dabei bedeutet eine positive Kovarianz, dass kleine Werte von x überwiegend mit kleinen Werten von y einhergehen und große Werte mit großen. Eine negative Kovarianz bedeutet das Gegenteil. Die Kovarianzmatrix

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{Cov}[x, x] & \text{Cov}[x, y] \\ \text{Cov}[y, x] & \text{Cov}[y, y] \end{bmatrix} \quad (7.7)$$

fasst Varianz und Kovarianz von zwei Datensätzen zusammen. Aufgrund der Symmetrie in Gleichung 7.6 ist $c_{12} = c_{21}$ und man erkennt die Standardabweichung aus Gleichung 7.4 wieder, so dass $c_{11} = \sigma_x^2$ und $c_{22} = \sigma_y^2$. Die Kovarianz ist eine verallgemeinerte Varianz.

RAUSCH- UND KOVARIANZMESSUNG In der CT ist es sinnvoll Rauschen und Kovarianz in einer ausgedehnten ROI mit vielen Pixeln zu messen. Oft ist die ROI, in der das Signal bestimmt wird, dafür nicht groß genug und enthält unter Umständen Artefakte, die die Rauschmessung stark verfälschen. Gerade im Isozentrum des Messsystems, wo nur wenige Detektorelemente zur Messung beitragen, ist die Rekonstruktion anfälliger für Ringartefakte. Bei einem großen Auswertebereich muss darauf geachtet werden, dass Strahlaufhärtungsartefakte die Messungen nicht beeinflussen. Daher sind ringförmige Auswertebereiche sinnvoll um relative Rausch- und Kovarianzmessungen durchzuführen.

AUSWERTEBEREICH IN DIESER STUDIE In dieser Arbeit wurde die ROI zur Bestimmung der CT-Zahlen der Knochen- und Iodproben automatisiert ins Zentrum gesetzt. Die Fläche ist dabei immer gleich, damit sie dieselbe Anzahl an Pixeln enthält. Zur Bestimmung des Rauschens und für die einfache Korrektur der Wasserwerte wurde eine C-förmige ROI um das Zentrum gesetzt. Zum einen kann hier die Fläche größer gewählt werden, um die Genauigkeit zu erhöhen, und zum anderen sind dort weniger Artefakte zu erwarten. Die Form wurde so gewählt, damit der Luftspalt um das Probenröhrchen mit Wasser und auch das Probenröhrchen selbst die Messung nicht verfälschen. Aufgrund von Strahlaufhärtung ist eine radiale Abhängigkeit der CT-Zahlen möglich und daher sollte die C-förmige ROI in radialer Richtung nicht zu groß gewählt werden. In Abbildung 7.2 ist die kreisförmige ROI rot dargestellt und die C-förmige Region gelb.

Da sich in den rekonstruierten Bildern entweder die Materialien Wasser und Knochen beziehungsweise Wasser und Iod befinden, können die „Wasser-Pixel“ einfach herausgefiltert werden, indem nur die Pixel mit CT-Zahlen > 100 HU betrachtet werden. Zur automatisierten Positionierung der ROI der Knochen- beziehungsweise Iodprobe wird der Schwerpunkt der verbleibenden Pixel bestimmt und eine ROI mit festem Radius um den Schwerpunkt gesetzt. Die C-förmige ROI wird in einem bestimmten Abstand vom Schwerpunkt positioniert. Tabelle 7.2 gibt die Dimensionen der Auswertebereiche an.

7.4.2 Dual-Energy-Kontrast-Rausch-Verhältnis

Zur Bewertung der Qualität der Materialtrennungseigenschaften des Messsystems wird in dieser Studie ein modifiziertes quadriertes Dual-

Tabelle 7.2: Dimensionen der Auswertebereiche in dieser Studie. Radien sind in der Einheit Pixel und mm angegeben.

Auswertebereich	Innenradius	Außenradius	Anzahl Pixel
Probe im Zentrum	0 (0,0 mm)	35 (6,8 mm)	3852
C-förmig	70 (13,7 mm)	120 (23,4 mm)	16542

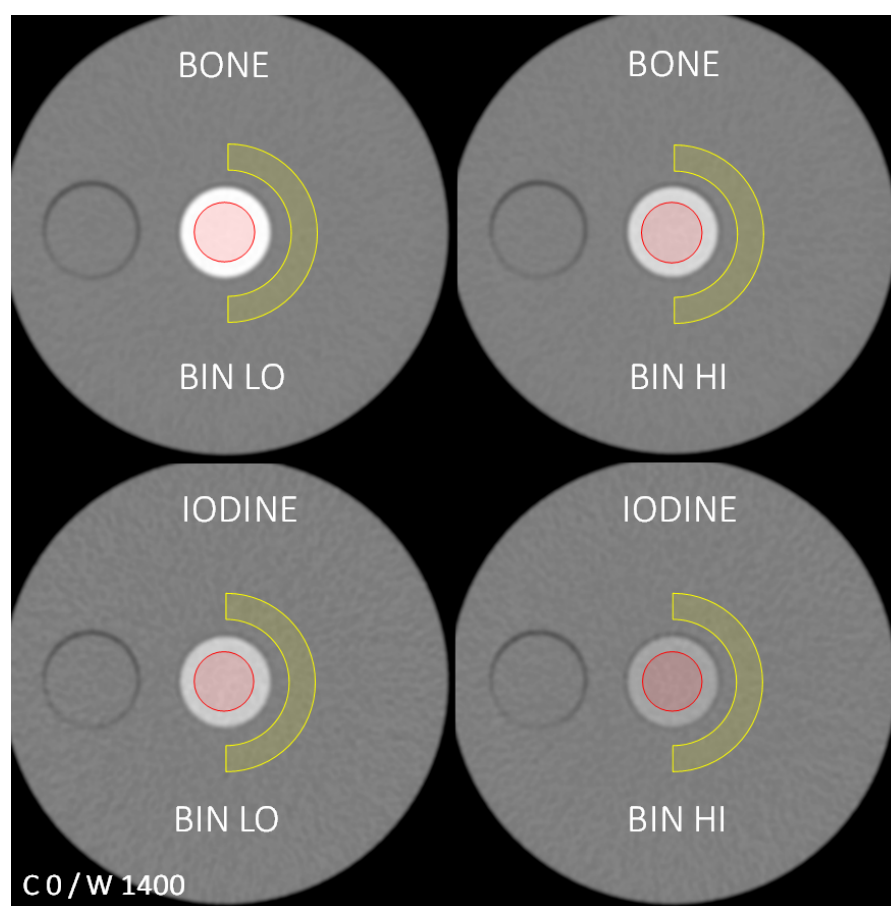


Abbildung 7.2: Eine kreisförmige ROI (rot) wurde ins Zentrum der Knochen- bzw. Iodprobe gesetzt. Eine C-förmige ROI (gelb) zur Bestimmung des Rauschens wurde um das Zentrum gesetzt. Die rekonstruierten Bilder zeigen Messungen des 10 cm Phantoms mit Knocheneinsätzen (oben) beziehungsweise Iodeinsätzen (unten) bei 140 kV Röhrenspannung jeweils im niedrigen Energiefenster (links) und hohen Energiefenster (rechts). Der Durchmesser des rekonstruierten Messfeldes beträgt 10 cm. Links vom Isozentrum befindet sich ein Wassereinsatz im Phantom.

Energy-Kontrast-Rausch-Verhältnis (DEC^2) verwendet. Dieses Maß wurde bereits in Studien zum Vergleich von Dual-Source-, Dual-Layer- und photonenzählender CT eingesetzt [100, 101] und wird im Folgenden näher beschrieben.

Interpretiert man die CT-Zahlen eines Pixels im niedrigen und hohen Energiefenster als Koordinaten (x, y) , können diese im Dual-Energy (DE)-Streudiagramm¹ aufgetragen werden. Abbildung 7.3 stellt die CT-Zahlen von zwei Datensätzen gemeinsam dar, in denen jeweils Iod und Knochen im Phantom simuliert wurden. Aufgrund der Materialabhängigkeit des Schwächungskoeffizienten sind die CT-Zahlen trotz Kalibrierung der HU-Skala für verschiedene Energiefenster unterschiedlich. Dabei liegen die CT-Zahlen von Materialmischungen mit Wasser auf materialspezifischen Geraden mit einer bestimmten Steigung bzw. bestimmten Winkeln zur Abszisse. Um bei einer Messung Materialien gut voneinander differenzieren zu können, ist es also nötig, dass sich deren Steigungen bzw. Winkel deutlich unterscheiden. Zur Bewertung der Güte der Unterscheidbarkeit kann das auf den Steigungen basierte DEC^2 , wie es in [100] verwendet wird, definiert werden als

$$\text{DEC}^2 = \frac{(\bar{R}_B - \bar{R}_I)^2}{\sigma_{R_B}^2 + \sigma_{R_I}^2}, \text{ mit der Steigung } R_X = \frac{H_X}{L_X} \quad (7.8)$$

Dabei bezeichnen H_X und L_X jeweils die CT-Zahlen im hohen und niedrigen Energiefenster für das Probenmaterial X. \bar{R}_X ist der Mittelwert der materialspezifischen Steigungen im Dual-Energy-(DE)-Streudiagramm. Die Unsicherheit, berechnet mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung [96] für die Steigung lautet

$$\sigma_R^2 = \frac{\bar{R}^2}{\bar{H}^2} \sigma_H^2 + \frac{\bar{R}^2}{\bar{L}^2} \sigma_L^2 - 2 \cdot \text{Cov}[L, H] \frac{\bar{R}^2}{\bar{L} \cdot \bar{H}}. \quad (7.9)$$

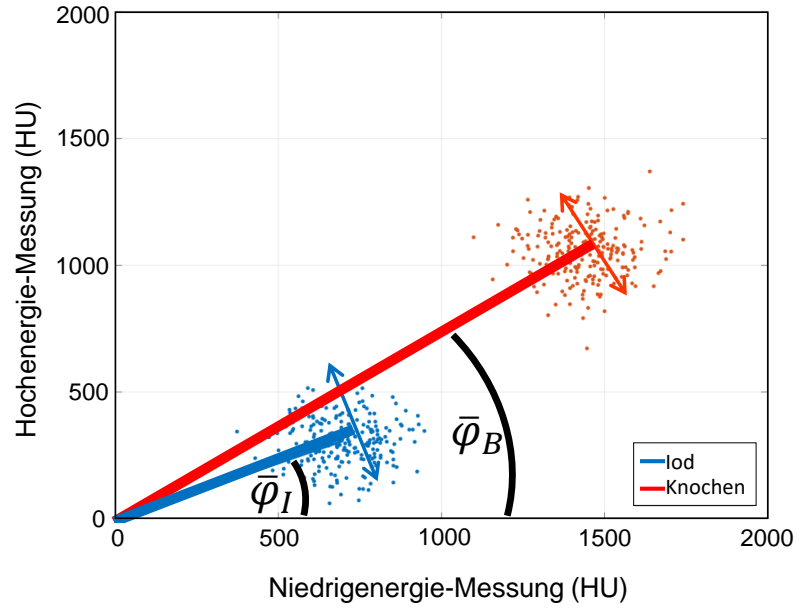
Das DEC^2 berücksichtigt sowohl spektrale Eigenschaften als auch Bildrauschen und skaliert linear mit der verwendeten Dosis.

Die Differenz der Steigungen in Gleichung 7.8 hat die erwarteten Eigenschaften für kleine Steigungsdifferenzen in der Nähe der Winkelhalbierenden. Steigungen in der Nähe der Ordinatenachse divergieren jedoch. Daher wurde für diese Arbeit das DEC^2 modifiziert. Basierend auf den Winkeln der materialspezifischen Linien, die zur Materialtrennung verwendet werden können [102], kann das DEC^2 als

$$\text{DEC}_\varphi^2 = \frac{(\bar{\varphi}_B - \bar{\varphi}_I)^2}{\sigma_{\varphi_B}^2 + \sigma_{\varphi_I}^2}, \text{ mit } \varphi_X = \text{atan2}(H_X, L_X) \quad (7.10)$$

geschrieben werden. In Abbildung 7.3 sind die mittleren Winkel beispielhaft dargestellt.

¹ engl. scatter plot



Abbildungung 7.3: Gemeinsames exemplarisches Streudiagramm für jeweils eine Simulation mit Iod (blau) und Knochen (rot). Die mittleren materialspezifischen Winkel $\bar{\varphi}_I$ und $\bar{\varphi}_B$ sind angegeben.

Die Unsicherheit für die Winkel wird mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung [96] berechnet

$$\sigma_{\varphi}^2 = \frac{1}{(\bar{H}^2 + \bar{L}^2)^2} \cdot [\bar{L}^2 \sigma_H^2 + \bar{H}^2 \sigma_L^2 - 2 \cdot \bar{L} \cdot \bar{H} \cdot \text{Cov}[L, H]] . \quad (7.11)$$

Der Index X zur Identifizierung der Probenmaterialien wurde aufgrund der Übersichtlichkeit weggelassen.

Für diese Arbeit werden die in den Formeln 7.10 und 7.11 verwendeten Mittelwerte durch die jeweiligen Medianwerte ersetzt, da diese robuster gegenüber Artefakten in den rekonstruierten Bildern sind. Darüber hinaus finden die Rauschmessungen σ_L und σ_H in den jeweiligen Auswertebereichen für Wasser statt, da dort die Auswerteregion größer ist und die größere Pixelanzahl vor allem für die Bestimmung der Kovarianz $\text{Cov}[L, H]$ von Vorteil ist.

7.4.3 Kontrast-Rausch-Verhältnis

Es genügt nicht, allein das DEC^2 als Qualitätsmaß zu betrachten. Trotz guter Unterscheidbarkeit zweier Materialien muss auch das Kontrast-Rausch-Verhältnis (CNR^2), wie es in der konventionellen CT-Bildgebung verwendet wird, betrachtet werden. Die zusätzliche spektrale Information lässt sich über eine gewichtet Addition

$$I = w \cdot L + (1 - w) \cdot H \quad (7.12)$$

der rekonstruierten Bilder der beiden Energiefenster L und H analog zu [103] zu einem Mischbild I verwerten. Mit 0 als HU-Wert für Was-

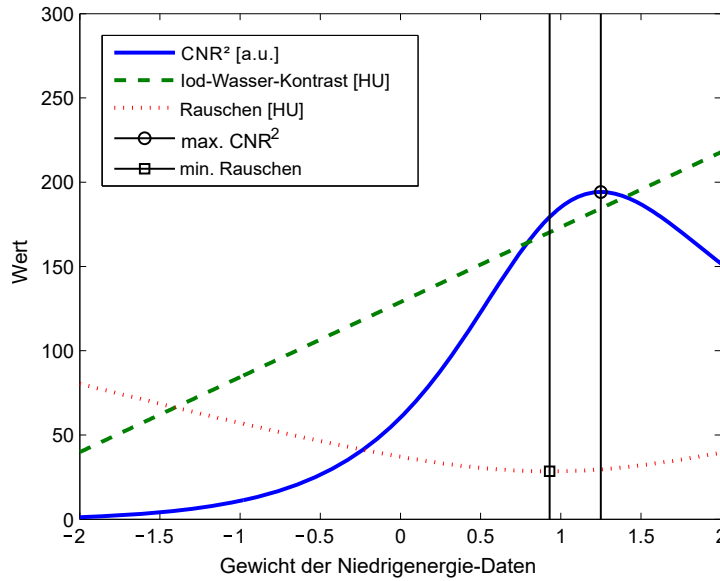


Abbildung 7.4: Prinzip der Berechnung eines CT-Mischbildes mit optimiertem CNR aus energiesensitiven Daten [103].

ser ergibt sich der Kontrast C zwischen den Iod- beziehungsweise Knochen-HU-Werten und den Wasser-HU-Werten zu

$$C(w) = w \cdot \bar{L} + (1 - w) \cdot \bar{H}, \quad (7.13)$$

das dazugehörige Rauschen N durch Fehlerfortpflanzung [96] zu

$$N(w) = \sqrt{w^2 \cdot \sigma_L^2 + (1 - w)^2 \cdot \sigma_H^2 + 2 \cdot (w - w^2) \cdot \text{Cov}[L, H]} \quad (7.14)$$

und schließlich das CNR^2 zu

$$\text{CNR} = \max_{-1 \leq w \leq 2} \left(\frac{C(w)}{N(w)} \right). \quad (7.15)$$

Dabei kann w zwischen -1 und 2 gewählt werden, damit jeweils L bzw. H auch maximal negativ beitragen kann. Das quadrierte CNR^2 ist dann wieder proportional zur Dosis. [Abbildung 7.4](#) zeigt einen typischen Verlauf von C , N , und CNR in Abhängigkeit des Gewichts w des niedrigen Energiefensters. Es werden in dieser Arbeit jeweils das CNR_I^2 und CNR_B^2 für das Probenmaterial Iod und Knochen betrachtet und jeweils die Medianwerte \bar{L} und \bar{H} in den Auswerteregionen statt der Mittelwerte berechnet. Darüber hinaus finden die Rauschmessungen σ_L^2 und σ_H^2 in den jeweiligen Auswertebereichen für Wasser statt.

7.4.4 Rauschen

Als dritte Bewertungszahl wird in dieser Arbeit das Rauschen der rekonstruierten Bilder des niedrigen und hohen Energiefensters σ_L^2 und σ_H^2 in dem Auswertebereich für Wasser betrachtet. Auswertebereich und Methodik wurde in [Unterabschnitt 7.4.1](#) beschrieben.

Tabelle 7.3: Relative Dosis für verschiedene Röhrenspannungen mit 50 µm bzw. 500 µm zusätzlichem Hafnium auf einem 1,5 mm dicken Aluminiumträger im Strahlengang.

RÖHRENSPANNUNG		ZUSÄTZLICHE FILTERUNG	
Material	-	Hf**	Hf**
Dicke	-	50 µm	500 µm
140 kV	1,0000*	0,6343	0,05665
120 kV	0,6919	0,4206	0,02665
100 kV	0,4553	0,2611	0,01417
80 kV	0,2292	0,1256	0,00686

*bezogen auf $\text{CTDI}_w = 12,23 \text{ mGy pro } 100 \text{ mAs}$ **zzgl. 1,5 mm Al

Anmerkung – Ein Formfilter aus Kohlenstoff ist immer vorhanden. Relative Dosis bedeutet relative Werte des CTDI_w gemessen im 32 cm CTDI-Phantom, wie es für Körper-Protokolle verwendet wird.

7.4.5 Messunsicherheiten

Mit der Anzahl der Messungen N und der bereits definierten Standardabweichung σ wird die Messunsicherheit

$$u = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \sigma \quad (7.16)$$

in der Kurzschreibweise² angegeben. Bei der Angabe eines Messergebnisses wird dabei in Klammern der Wert der Messunsicherheit, in Einheiten des Stellenwertes der letzten angegebenen Ziffern, angefügt. Beispielsweise kann damit ein Messergebnis 11,41 mit absoluter Messunsicherheit $u = 0,05$ kompakt als 11,41(5) geschrieben werden. Dies ist gleichbedeutend mit der Schreibweise $11,41 \pm 0,05$.

7.5 DOSISANPASSUNG

Die Bewertungszahlen der Bildqualität dürfen nur bei gleicher Dosis betrachtet werden oder es ist eine Skalierung nötig. Die Bewertungszahlen in dieser Arbeit DEC^2 , CNR^2 und σ^2 hängen linear von der Dosis D ab. Die Dosis wurde mittels Messungen des CTDI_w (vgl. [Abschnitt 2.8](#)) für das 32 cm Phantom bestimmt. [Tabelle 7.3](#) listet relative Dosisangaben bezogen auf die Messung $\text{CTDI}_w = 12,233 \text{ mGy pro } 100 \text{ mAs}$ bei einer Kollimierung von $32 \times 0,5 \text{ mm}$ und 140 kV Röhrenspannung mit Standard-Formfilter aus Kohlenstoff.

² engl. concise notation

Tabelle 7.4: Rekonstruktionsparameter für simulierte und gemessene Daten

PARAMETER	WERT	PARAMETER	WERT
Algorithmus	wFBP	Schichtdicke	0,5 mm
Filterkern	D3of	Schichtabstand	0,5 mm
Bildmatrix	512×512	rekon. Messfeld	10 cm

7.6 ABLAUF DER AUSWERTUNG

Die gemessenen bzw. simulierten Rohdaten des niedrigen und hohen Energienfensters werden mittels einer gewichteten gefilterten Rückprojektion rekonstruiert [28]. Die Rekonstruktionsparameter sind in [Tabelle 7.4](#) aufgelistet. Daraus ergeben sich jeweils zwei Bildstapel L und H. Die ROIs werden entsprechend [Unterabschnitt 7.4.1](#) ausgewertet und die fünf Messgrößen DEC_φ^2 , CNR_I^2 , CNR_B^2 , σ_L^2 und σ_H^2 werden berechnet. Bei der Auswertung werden die rekonstruierten Bilder der simulierten und gemessenen Rohdaten gleich behandelt.

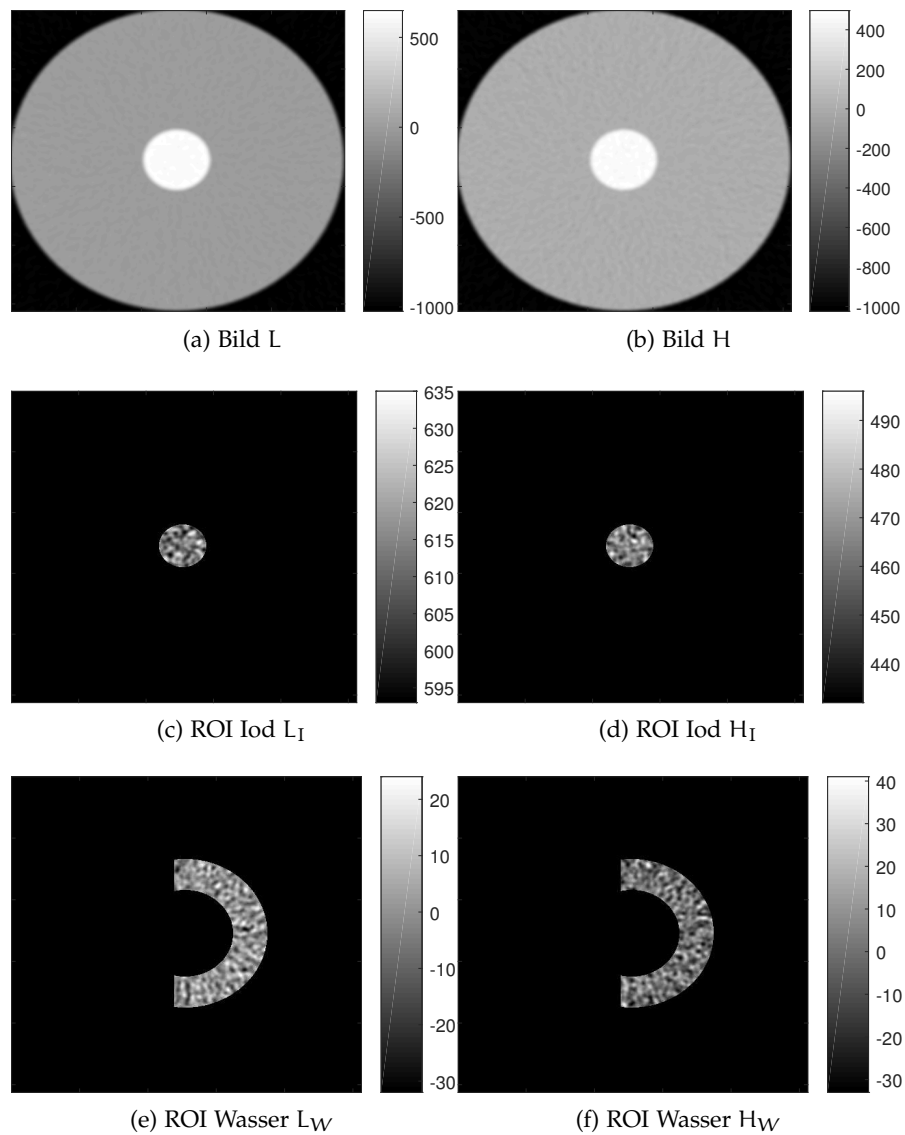


Abbildung 7.5: Beispielhafte Darstellung der Auswertebereiche für die Messung mit der Iodprobe. a) und b) zeigen ein Schnittbild des Bildstapels L und H. c) und d) zeigen die Pixel, die im Auswertebereich L_I und H_I für die Iodprobe enthalten sind. e) und f) zeigen die Pixel, die im Auswertebereich L_W und H_W für die Wassermessung enthalten sind.

SIMULATIONEN ZUR OPTIMIERUNG DES SPEKTRUMS

In diesem Kapitel wird die Optimierung des Röntgenspektrums durch spektrale Filterung und dessen Auswirkung auf die Bildqualität in Simulationen untersucht. Ziel ist es die Materialtrennungseigenschaften von photonenzählenden Detektoren (PCD) zu verbessern. Die Anforderung an die Simulationen ist, dass die untersuchten Szenarien in der klinischen Routine einsetzbar sind und am photonenzählenden CT-Prototyp verifiziert werden können. Zunächst wird in einer schnellen Nadelstrahlsimulation ([Abschnitt 8.1](#)) untersucht, welches Filtermaterial sinnvoll ist, um dann gezielt die CT-Bildgebung in zwei klinisch relevanten Anwendungsszenarien zu simulieren und in Messungen ([Kapitel 9](#)) zu validieren. In [Abschnitt 8.2](#) wird das Szenario der spektralen Routineuntersuchung, die durch PCD ermöglicht wird, betrachtet. Als zweites Anwendungsszenario wird die spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung in [Abschnitt 8.3](#) untersucht. Die Simulationsumgebung ist in [Abschnitt 6.4](#) und die Auswertemethode ist in [Abschnitt 7.4](#) beschrieben.

8.1 SCHNELLE NADELSTRAHLSIMULATION

8.1.1 *Konzept*

Zur Ermittlung, welche Filtermaterialien in einer Bild-Simulation genauer betrachtet werden sollen, wird zunächst eine sehr schnelle Nadelstrahlsimulation mit bestimmten Vereinfachungen betrachtet. Das Schema ist in [Abbildung 8.1](#) dargestellt. Dazu wird nur ein Macro-Pixel und nur ein Nadelstrahl, der auf dieses Pixel trifft, betrachtet. Da bei dem verwendeten CT-Prototyp ein Streustrahlenraster gestreute Photonen herausfiltert, müssen diese auch in der Simulation nicht berücksichtigt werden. Außerdem wird ein rotationssymmetrisches Phantom mit Durchmessern zwischen 10 und 40 cm mit verschiedenen kleinen Probeneinsätzen (2 cm Durchmesser) im Zentrum dieses Phantoms betrachtet. Daher ist es unerheblich, ob die Messanordnung tatsächlich rotiert. Da lediglich der Zentralstrahl simuliert wird, muss der Formfilter nicht berücksichtigt werden. Auch hierbei ist die Auswirkung gering, da die Auswertung im zentralen Bereich des Messfeldes stattfindet, wo der Formfilter keinen Gradienten besitzt. Für die Nadelstrahlsimulation wird mit dem Detektormodell

aus [Kapitel 6](#) dazu die spektrale Detektorantwortfunktion $D_R(E_p, E_x)$ berechnet und anschließend die Zählrate

$$I_{i,j} = \int_0^\infty dE_x \int_{\mathbb{B}_j} dE_p S_i(E_x) D_R(E_p, E_x), \quad (8.1)$$

wobei $I_{i,1}$ Pulse im niedrigen Energiefenster $\mathbb{B}_1 = [E_1, E_2]$ zwischen E_1 und E_2 und $I_{i,2}$ Pulse im hohen Energiefenster $\mathbb{B}_2 = [E_2, \infty)$ ab E_2 zählt. Der Index i bezeichnet die verschiedenen Probenmaterialien Luft A, Wasser W, Iod I und Knochen B. Dabei beinhaltet

$$S_i(E_x) = S_0(E_x) \cdot \underbrace{e^{-d_F \mu_F(E_x)}}_{\equiv S'_F(E_x)} \cdot \underbrace{e^{-d_W \mu_W(E_x)}}_{\equiv S'_W(E_x)} \cdot \underbrace{e^{-d_i \mu_i(E_x)}}_{\equiv S'_p(E_x)} \quad (8.2)$$

das Röhrenspektrum $S_0(E_x)$, den Durchmesser d_W des Wasserphantoms und den Durchmesser d_i des Probenröhrchens. Für den linearen Massenschwächungskoeffizienten μ_i muss dann das entsprechende Probenmaterial Luft, Wasser, Iodlösung oder Knochen verwendet werden. μ_F und d_F sind dabei der lineare Massenschwächungskoeffizient und die Dicke des zu untersuchenden Filtermaterials F. Die CT-Zahlen der Probenmaterialien Iod L_I und H_I und Knochen L_B und H_B berechnen sich wie gewohnt mit

$$L_i = 1000 \text{ HU} \cdot \frac{\mu_{i,j=1} - \mu_{W,j=1}}{\mu_{W,j=1}} \quad (8.3)$$

und

$$H_i = 1000 \text{ HU} \cdot \frac{\mu_{i,j=2} - \mu_{W,j=2}}{\mu_{W,j=2}}, \quad (8.4)$$

wobei

$$\mu_{i,j} = \log \left(\frac{I_{i,j}}{I_{A,j}} \right) / d_i. \quad (8.5)$$

Für diese schnelle Simulation sind nur das relative Rauschen und die relative Dosis von Interesse. Mit Poisson-verteilten Zählraten $I_{i,j}$ ist $\sigma_{i,j} = 1/\sqrt{I_{i,j}}$ [2]. Für relative Dosisangaben kann in erster Näherung die im Wasserphantom absorbierte Intensität

$$D \approx \int E_x S_0(E_x) S'_F(E_x) [1 - S'_p(E_x)] dE_x \quad (8.6)$$

verwendet werden.

Als Filtermaterialien werden in dieser Nadelstrahlsimulation alle stabilen Elemente des Periodensystems berücksichtigt. Jedes Element wird dabei mit steigender Dicke simuliert bis die Intensität

$$\int E_x S_0(E_x) S'_F(E_x) dE_x = 0,7 \cdot \int E_x S_0(E_x) dE_x \quad (8.7)$$

erreicht ist. Dabei werden dann die Messgrößen DEC^2 , CNR_I^2 und CNR_B^2 aus [Abschnitt 7.4](#) bei verschiedenen Energiefenstern E_1 und

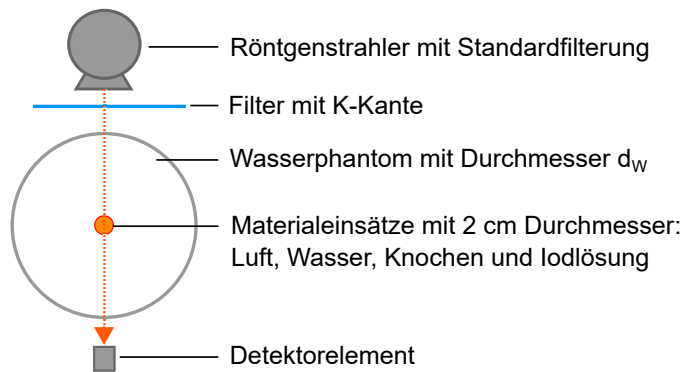


Abbildung 8.1: CT-Geometrie für die Nadelstrahlsimulation. Die Standardfilterung besteht aus 0,9 mm Ti, 3 mm Al und 1 mm C.

E_2 berechnet. Schließlich wird die Filterdicke bestimmt, die im 25 cm Wasserphantom zu maximalem DEC^2 bei optimaler Einstellung der Energiefenster bei dem führt. Mit dieser Filterdicke werden dann DEC^2 , CNR_I^2 und CNR_B^2 bei allen Phantomdurchmessern zwischen 10 bis 40 cm in 1 cm Schritten berechnet und verglichen mit den Werten ohne zusätzlichen spektralen Filter. In [Tabelle 8.1](#) sind die Simulationsparameter aufgelistet.

8.1.2 Ergebnisse und Diskussion

Zunächst wird bei festem Phantomdurchmesser, zum Beispiel bei 10, 25 und 40 cm die Abhängigkeit der relativen Messgröße DEC^2 von der Ordnungszahl Z der simulierten Filtermaterialien betrachtet. Diese Abhängigkeit ist in [Abbildung 8.2](#) dargestellt und es wird offensichtlich, welche Materialien eine Verbesserung bewirken und dass dies vom Phantomdurchmesser abhängt. Werte kleiner 1 sind nicht möglich, da die Optimierungsroutine automatisch keinen zusätzlichen Filter vorschlägt, wenn damit keine Verbesserung zur Ausgangssituation geschaffen wird.

Tabelle 8.1: Simulationsparameter der Nadelstrahlsimulation.

PARAMETER	WERT(E)
Elemente	$Z=[1,82]$
Röhrenspannung	140 kV
Durchmesser	10 bis 40 cm
optimiert für	10, 25 oder 40 cm
Probendurchmesser	2 cm
E_1	20,30,40 keV
E_2	57,60,62,65,67,70,72,75,77 keV

Das optimale Filtermaterial soll idealerweise für typische Patientendurchmesser eine Verbesserung bewirken. Dies ist in der Nadelstrahlsimulation für die Elemente mit den Ordnungszahlen 69 (Thulium) bis 75 (Rhenium) der Fall. Diese Elemente besitzen eine K-Kante zwischen 59,4 keV und 71,7 keV. Die maximal erreichte Verbesserung des DEC^2 von Iod und Knochen beträgt 19 % mit 61 μm Thulium bei einem Phantomdurchmesser von 10 cm.

Die vollständige Liste der Elemente, die eine Verbesserung bewirken, befindet sich in [Tabelle 8.2](#). In [Abbildung 8.3](#) sind für das erste Element (Thulium), ein Element aus der Mitte (Hafnium) und für das letzte Element (Rhenium) aus [Tabelle 8.2](#) die relativen Messgrößen DEC^2 , CNR_I^2 und CNR_B^2 dargestellt. Je nach untersuchtem Phantomdurchmesser wird die maximale Verbesserung des quadrierten Dual-Energy-Kontrast-Rausch-Verhältnisses (DEC^2) mit einem anderen Material erreicht. Für die Durchmesser 10, 25 und 40 cm sind dies respektive Thulium, Lutetium und Tantal. Die Durchmesserabhängigkeit ist bei Elementen am Rand der relevanten Ordnungszahlen also für Thulium und Rhenium stärker als bei Elementen in der Mitte dieses Bereichs. Verwendet man Thulium, welches für 10 cm optimal ist, auch für 40 cm, ist die Verbesserung statt 19 % nur 5 %. Verwendet man Rhenium, welches für 40 cm Durchmesser eine Verbesserung von 16 % erzielt, für 10 cm, dann ist die Verbesserung nur 3 %. Bei Elementen aus der Mitte erzielt man bei 10 cm und 40 cm mit Hafnium jeweils 15 % beziehungsweise 17 % und mit Lutetium jeweils 17 % beziehungsweise 15 % Verbesserung des Dual-Energy-Kontrast-Rausch-Verhältnis (DEC^2). Diese Elemente sind also für eine größere Varianz des Durchmessers gleichermaßen geeignet.

Darstellungen für alle Elemente aus [Tabelle 8.2](#) befindet sich im Anhang in [Abbildung D.3a](#). Elemente mit schwacher Abhängigkeit vom Phantomdurchmesser sind für die CT-Bildgebung von größerem Interesse, da aufgrund technischer Limitationen nicht für jeden Patientendurchmesser ein spezieller Filter verwendet werden kann. Lutetium und Hafnium zeigen eine ähnlich schwache Abhängigkeit vom Phantomdurchmesser. In der [Abbildung D.3b](#) im Anhang ist der Verlauf der Messgrößen bei einem 25 cm Phantomdurchmesser, für die zuvor genannten Elemente, in Abhängigkeit von deren Filterdicke, dargestellt. Dabei wurde die Filterdicke bei 0 beginnend so lange erhöht bis 30 % der Strahlungsintensität im Filter absorbiert wird. Es zeigt sich ein kontinuierlicher Verlauf der Messgrößen in Abhängigkeit der Filterdicke bis zur maximal simulierten Filterdicke. Es zeigt sich auch, dass bei Materialien, die eine Verbesserung des DEC^2 ermöglichen, die Messgrößen CNR_I^2 und CNR_B^2 leicht reduziert werden.

Lutetium und Hafnium scheinen gleichermaßen für weitere Untersuchungen geeignet, da zum einen die erreichbare DEC^2 -Verbesserung nahezu durchmesserunabhängig ist und zum anderen die Reduktion

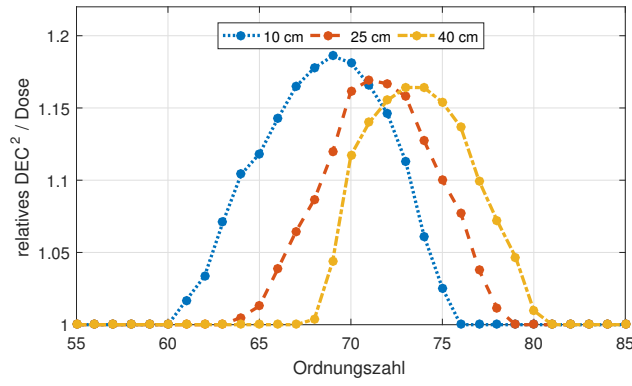


Abbildung 8.2: Relatives DEC^2 in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Filtermaterials in der Nadelstrahlsimulation

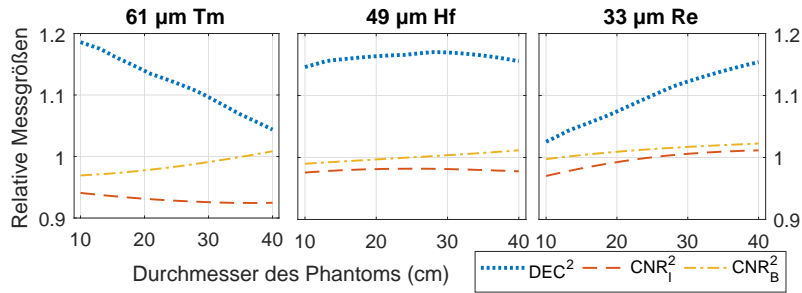


Abbildung 8.3: Dargestellt sind die relativen Messgrößen DEC^2 , CNR_I^2 und CNR_B^2 in Abhängigkeit des Phantomdurchmessers für die Filtermaterialien Thulium, Hafnium und Rhenium. Die Materialien unterscheiden sich deutlich in ihrer Abhängigkeit vom Phantomdurchmesser.

der Messgrößen CNR_I^2 und CNR_B^2 im Vergleich mit den anderen relevanten Elementen marginal ausfällt.

Ähnlich vereinfachte Simulationen haben wir zuvor in [104] und [105] untersucht und führten zu gleichen Ergebnissen. In [104] wurde dabei die spektrale Detektorantwortfunktion $D_R(E_p, E_x)$ mit einer Monte-Carlo-Simulation vorberechnet. Wie in der Nadelstrahlsimulation in diesem Abschnitt wurde $\sigma_{i,j} = 1/\sqrt{I_{i,j}}$ verwendet. In der Monte-Carlo-Simulationsumgebung war nicht vorgesehen Kovarianzen zu bestimmen. In [105] wurden, mit einer Erweiterung der Monte-Carlo-Simulation, realistisch verrauschte Signale des niedrigen und hohen Energiefensters simuliert. Damit konnte dann auch die Varianz und Kovarianz bestimmt werden.

8.2 SPEKTRALE ROUTINEUNTERSUCHUNG

Bisher musste vor der Datenaquisition eine spezielle spektrale Untersuchungsmethode ausgewählt werden. Durch photonenzählende Detektoren wird die spektrale Routineuntersuchung überhaupt erst ermöglicht, da bei jedem Scan spektrale Daten aufgenommen werden.

Tabelle 8.2: Liste der Elemente, die eine Verbesserung des DEC² für alle Phantomdurchmesser bewirken.

ELEMENT	SYMBOL	Z	K-KANTE	REL. DEC ²	
			(keV)	10 cm	40 cm
Thulium	Tm	69	59,4	1,19	1,05
Ytterbium	Yb	70	61,3	1,18	1,13
Lutetium	Lu	71	63,3	1,17	1,15
Hafnium	Hf	72	65,4	1,15	1,17
Tantal	Ta	73	67,4	1,11	1,18
Wolfram	W	74	69,5	1,06	1,17
Rhenium	Re	75	71,7	1,03	1,16

Daher ist es sinnvoll dieses Anwendungsszenario zu optimieren. Im Folgenden wird dies mit Simulationen untersucht.

8.2.1 Konzept

In diesem Anwendungsszenario wird akzeptiert, dass das verwendete Filtermaterial bis zu 30 % der Intensität der emittierten Röntgenstrahlung absorbiert. Die Voruntersuchung in [Abschnitt 8.1](#) hat gezeigt, dass die Materialien Lutetium und Hafnium für variable Phantomdurchmesser gleichbleibende Verbesserung des DEC² und geringfügige Reduktionen des CNR² für Knochen und Iod mit sich bringt. Aufgrund der besseren Verfügbarkeit wurde für die detaillierten Simulationen und die Validierung Hafnium mit einer Dicke von 50 µm als Vorfilter gewählt. Dieser zusätzliche Filter soll als beweglicher Filter im Blendenkasten eingebaut werden, damit er variabel verwendet werden kann. Bei dieser Filterdicke ist Hafnium nicht stabil genug um in einer rotierenden Gantry ohne stabilisierendes Trägermaterial verwendet zu werden. Daher wird es auf einen 1,5 mm dicken Aluminiumträger geklebt, welcher eine zusätzliche Schwächung der Intensität um weitere ungefähr 10 % bewirkt. Dies wird für diese Untersuchung akzeptiert und ist in der Dosisanpassung in [Abschnitt 7.5](#) berücksichtigt. Das bedeutet, dass immer, wenn Hafnium in den Simulationen verwendet wird, auch gleichzeitig der Aluminiumträger in der Simulation berücksichtigt wird.

Zwei verschiedenen Röhrenspannungen werden in der Simulation untersucht. Die Spannungsstufe 140 kV wird gewählt, da sie ein breites Röntgenspektrum bereitstellt, welches sich bei [PCD](#) vorteilhaft auf die Materialtrennungseigenschaften auswirkt. Die Spannungsstufe 120 kV wird gewählt, da sie in der klinischen Routine aufgrund des besseren Kontrast-Rausch-Verhältnis (CNR²) sehr häufig verwendet wird [[106](#), [107](#), [108](#)]. Der Röhrenstrom wird für Untersuchun-

Tabelle 8.3: Simulationsparameter der Routineuntersuchung.

PARAMETER	WERT(E)	ANZAHL
Röhrenspannung	120,140 kV	2
Filtermaterial	<i>nichts</i> , 50 μm Hf + 1,5 mm Al	2
Durchmesser 120 kV	20,30 cm	2
Durchmesser 140 kV	10,20,30,40 cm	4
Probenmaterial	Iod,Knochen	2
E ₁	20,25,35 keV	3
E ₂ für 120 kV	60,65,70,75 keV	4
E ₂ für 140 kV	57,60,62,65,67,70,72,75,77 keV	9
Anzahl der Simulationen		528

gen ohne und mit Hafnium so eingestellt, dass die Dosis konstant bleibt. Für große Phantomdurchmesser wird auch ein höherer Strom gewählt, damit das Rauschen nicht zu groß ist. Zusätzlich sind die Ströme so gewählt, dass jeweils bei jedem Phantomdurchmesser die Dosis bei 120 kV und 140 kV identisch ist. Die Simulation wird für Parametersätze, die in [Tabelle 8.3](#) aufgeführt sind, ausgeführt. Die Rotationszeit ist immer auf 1 s pro Rotation eingestellt. Schließlich werden die Messgrößen auf die applizierte Dosis normiert.

8.2.2 Ergebnisse und Diskussion für 140 kV Röhrenspannung

Die Messgrößen sind in [Abschnitt 7.4](#) beschrieben. Für jeden simulierten Scan wird pro Detektorzeile ein CT-Bild erzeugt. Die CT-Zahlen und Rauschwerte werden über alle Detektorzeilen gemittelt. Die gemittelten CT-Zahlen für eine exemplarische Einstellung von E₁ und E₂ sind in dem Streudiagramm in [Abbildung 8.4](#) dargestellt. Die Fehlerbalken stellen jeweils σ_L und σ_H dar. Mit zunehmendem Phantomdurchmesser, sinken die CT-Zahlen und damit auch die Kontraste der Probenmaterialien, da das effektive Spektrum immer härter wird. Der Einfluss des Hafniumfilters ist verglichen mit der Änderung des Phantomdurchmessers relativ gering, aber man erkennt, dass durch dessen Verwendung Kontraste reduziert werden. Die Abbildungen [8.5](#) bis [8.9](#) stellen alle Messgrößen für die vier simulierten Phantomdurchmesser, alle Energiefensterkombinationen und jeweils mit und ohne Hafniumfilter dar.

Betrachtet werden nun zunächst (1) das Rauschens σ_L^2 und σ_H^2 , (2) die Kontrast-Rausch-Verhältnisse CNR_I^2 und CNR_B^2 und (3) das Dual-Energy-Kontrast-Rausch-Verhältnis DEC^2 für Iod und Knochen mit ihrer jeweiligen Abhängigkeit vom Phantomdurchmesser und von

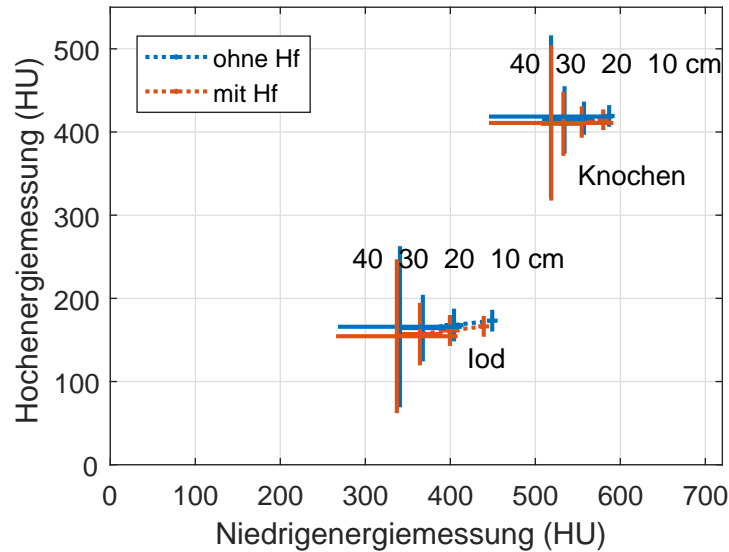


Abbildung 8.4: Beispielhaftes DE-Streudiagramm simulierter Daten bei 140 kV mit (rot) und ohne (blau) 50 µm Hafniumfilter. Die Einstellung der Energieschwellen liegt bei 20 und 70 keV.

der Wahl der Energieschwellen. Schließlich wird (4) die Auswirkung des Hafniumfilters auf die Messgrößen betrachtet.

1 RAUSCHEN Betrachtet man einen Phantomdurchmesser ergibt sich ein charakteristischer Verlauf von σ_L^2 (Abbildung 8.5). Bei fester unterer Energieschwelle E_1 und steigender Schwelle E_2 befinden sich in dem Energiefenster $[E_1, E_2]$ mehr Photonen, also sinkt das Rauschen σ_L^2 . Erhöht man die untere Schwelle E_1 bei fester oberer Schwelle E_2 , wird das Energiefenster $[E_1, E_2]$ kleiner und weniger Photonen sind darin enthalten; also steigt σ_L^2 . In Abbildung 8.6 ist das Rauschen σ_H^2 unabhängig von E_1 . Es hängt nur von der oberen Energieschwelle E_2 ab. Bei steigendem E_2 wird das Energiefenster $[E_2, \infty]$ kleiner und weniger Photonen sind darin enthalten. Zusätzlich sind im eingestrahlten Röntgenspektrum bei hohen Energien weniger Photonen enthalten. Das Rauschen σ_H^2 steigt dementsprechend.

2 KONTRAST-RAUSCH-VERHÄLTNIS Mit größer werdender unterer Schwelle E_1 verschlechtert sich das CNR^2 bei allen Phantomdurchmessern für Iod und Knochen, da die Differenz der Schwächungskoeffizienten zwischen Wasser und dem jeweiligen Probenmaterial im niedrigen Energiebereich ausgeprägter ist und dieser Bereich mit steigendem E_1 weniger gewichtet wird. Eine Abhängigkeit von E_2 kann nicht beobachtet werden. Dargestellt sind CNR_I^2 und CNR_B^2 in den Abbildungen 8.7 und 8.8.

3 DUAL-ENERGY-KONTRAST-RAUSCH-VERHÄLTNIS Mit steigendem Phantomdurchmesser sinkt das DEC^2 , da das Rauschen größer wird, weil der Röhrenstrom nicht dementsprechend erhöht wurde. Des Weiteren ermöglicht eine höhere untere Schwelle eine bessere Separation bei großen Durchmessern. Für eine optimale Bildgebung sind die EnergiefensterEinstellung so zu wählen, dass die Materialunterscheidbarkeit (Messgröße DEC^2) groß ist und gleichzeitig die Kontrast-Rausch-Verhältnisse der konventionellen Bildgebung für Iod und Knochen optimiert werden. Bei dieser Simulation ist das DEC^2 relativ unabhängig von der unteren Energieschwelle E_1 , wie [Abbildung 8.9](#) entnommen werden kann. Die Messgrößen CNR_I^2 und CNR_B^2 sind hingegen relativ unabhängig von der Wahl der oberen Energieschwelle E_2 . Das heißt, dass zunächst $E_1=20\text{ keV}$ gewählt werden sollte und anschließend E_2 so, dass sich ein hohes DEC^2 ergibt. Die Einstellungen $E_2=65\text{ keV}$, 67 keV oder 70 keV sind bei den Durchmessern 10 cm bis 40 cm gut geeignet um ein optimales DEC^2 und CNR^2 zu erzielen.

4 AUSWIRKUNG DES HAFNIUMFILTERS Das Rauschen ist in beiden Energiefenstern mit Hafniumfilter tendenziell etwas geringer. Die Reduktion von Mehrfachzählungen könnte Grund dafür sein. Das DEC^2 ist für alle Phantomdurchmesser bei jeder EnergiefensterEinstellung mit Hafniumfilter besser. Anders verhält es sich mit dem CNR^2 . Hier führt das zusätzliche Hafnium eher zu einer geringfügigen Reduktion des CNR_I^2 und CNR_B^2 . Auch mit Hafniumfilter sind die EnergiefensterEinstellungen $E_1=20\text{ keV}$ und $E_2=65\text{ keV}$, 67 keV oder 70 keV gut geeignet um ein optimales DEC^2 und CNR^2 zu erzielen.

Mittelt man für die zuvor genannten Einstellungen die Messgrößen führt dies beispielsweise beim 20 cm Phantom zu folgenden Änderungen der untersuchten Messgrößen, wenn der $50\text{ }\mu\text{m}$ Hafniumfilter verwendet wird: DEC^2 um den Faktor 1,12(1), CNR_I^2 um den Faktor 0,97(1), CNR_B^2 um den Faktor 0,98(1), σ_L^2 um den Faktor 0,99(3) und σ_H^2 um den Faktor 0,97(8). Die Messunsicherheit ist dabei in Kurzschreibweise in Klammern angegeben ([Unterabschnitt 7.4.5](#)). Für alle Phantomdurchmesser sind die relativen Messgrößen in [Abbildung 8.10](#) dargestellt. Eine Tabelle mit den dazugehörigen absoluten Messwerten befindet sich im Anhang in [Tabelle C.1](#). Ein größerer Phantomdurchmesser wirkt sich dabei positiv auf die Wirkung des Hafniumfilters und steigert den Faktor auf 1,16(2) bei 30 cm bzw. 1,19(6) bei 40 cm. Die Auswirkung auf die anderen Messgrößen ist dabei nahezu unverändert.

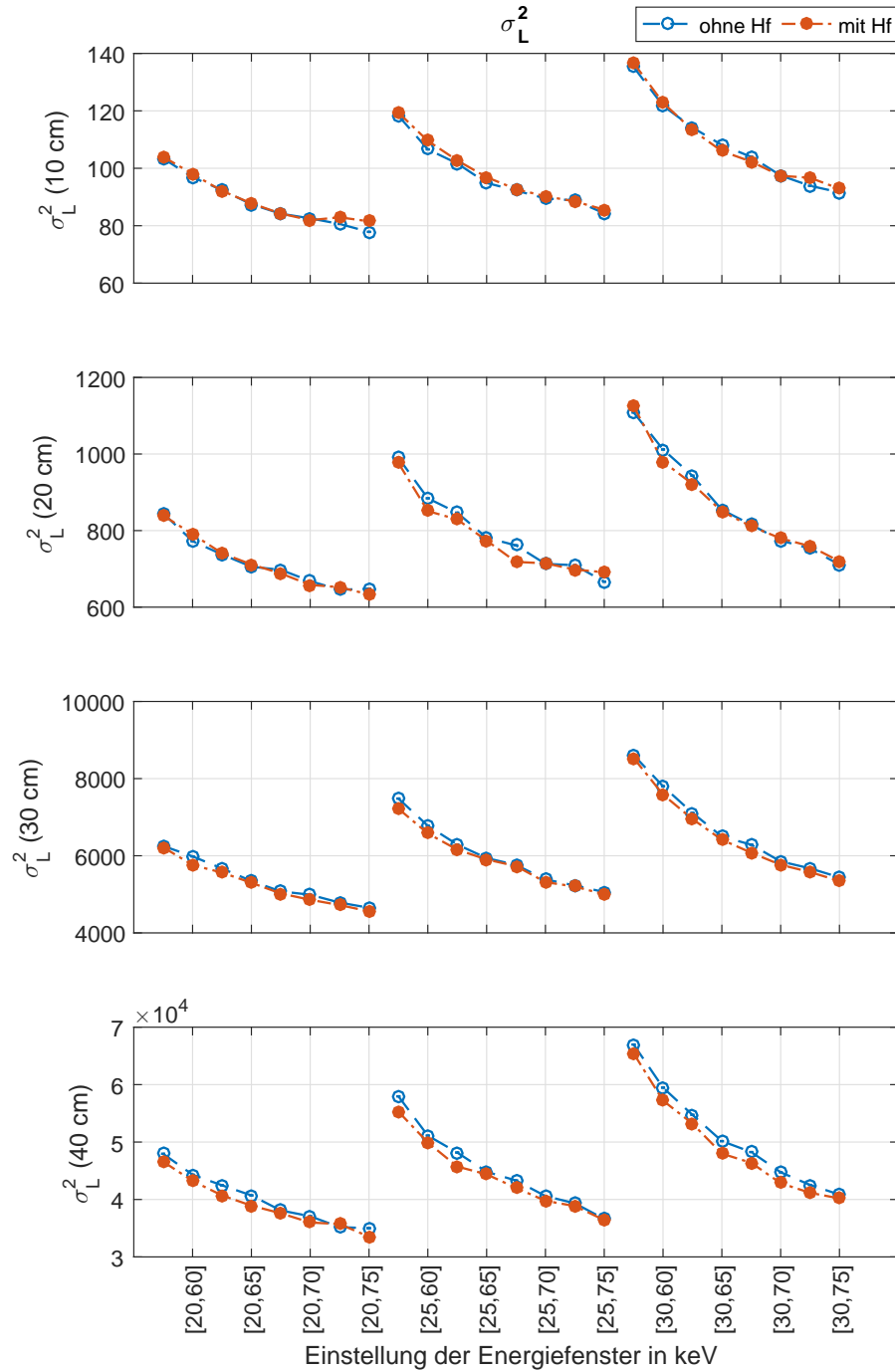


Abbildung 8.5: σ_L^2 in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 10, 20, 30 und 40 cm jeweils mit und ohne 50 μm Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum (Einheit HU^2).

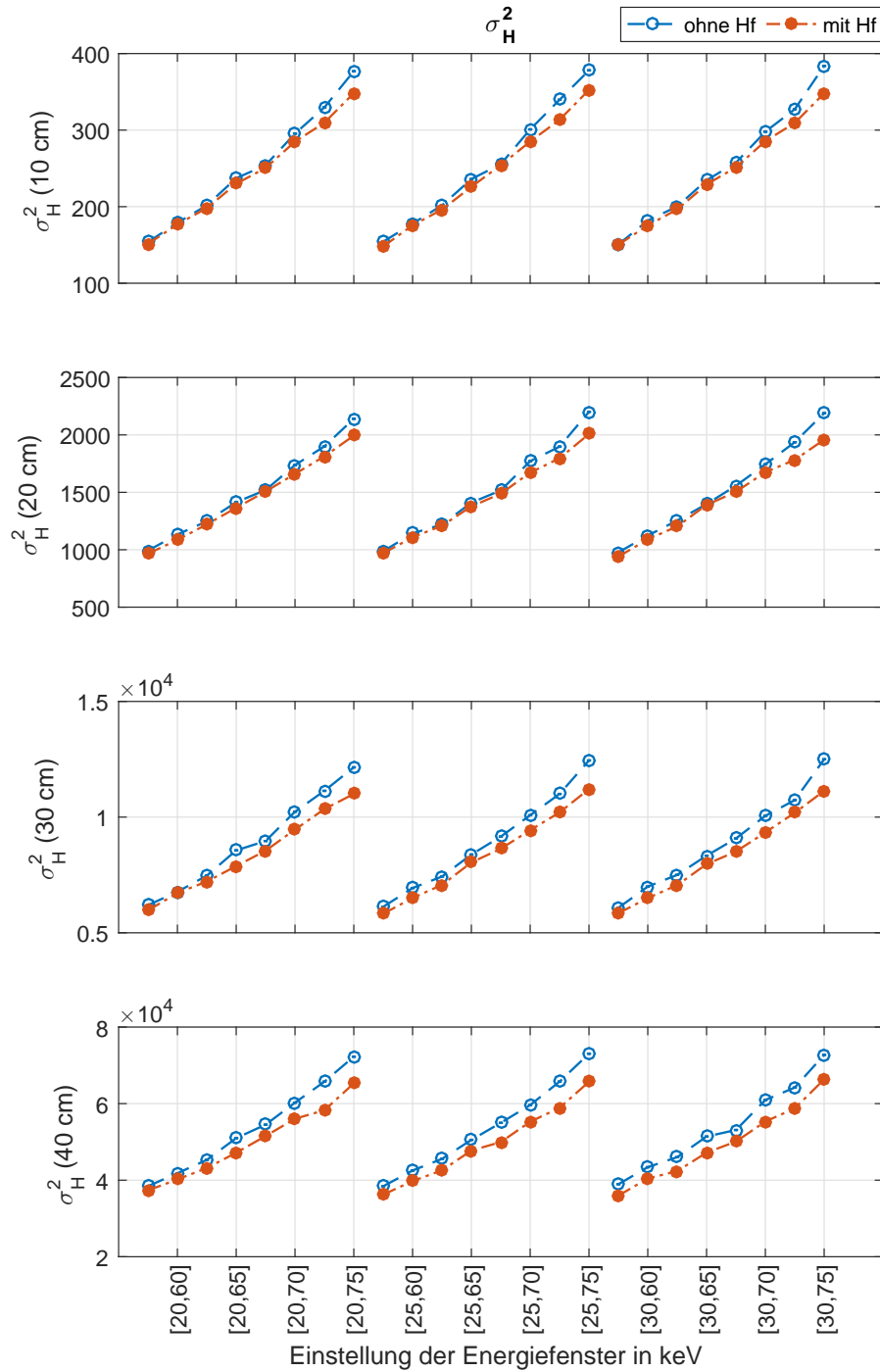


Abbildung 8.6: σ_H^2 in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 10, 20, 30 und 40 cm jeweils mit und ohne 50 μm Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum (Einheit HU^2).

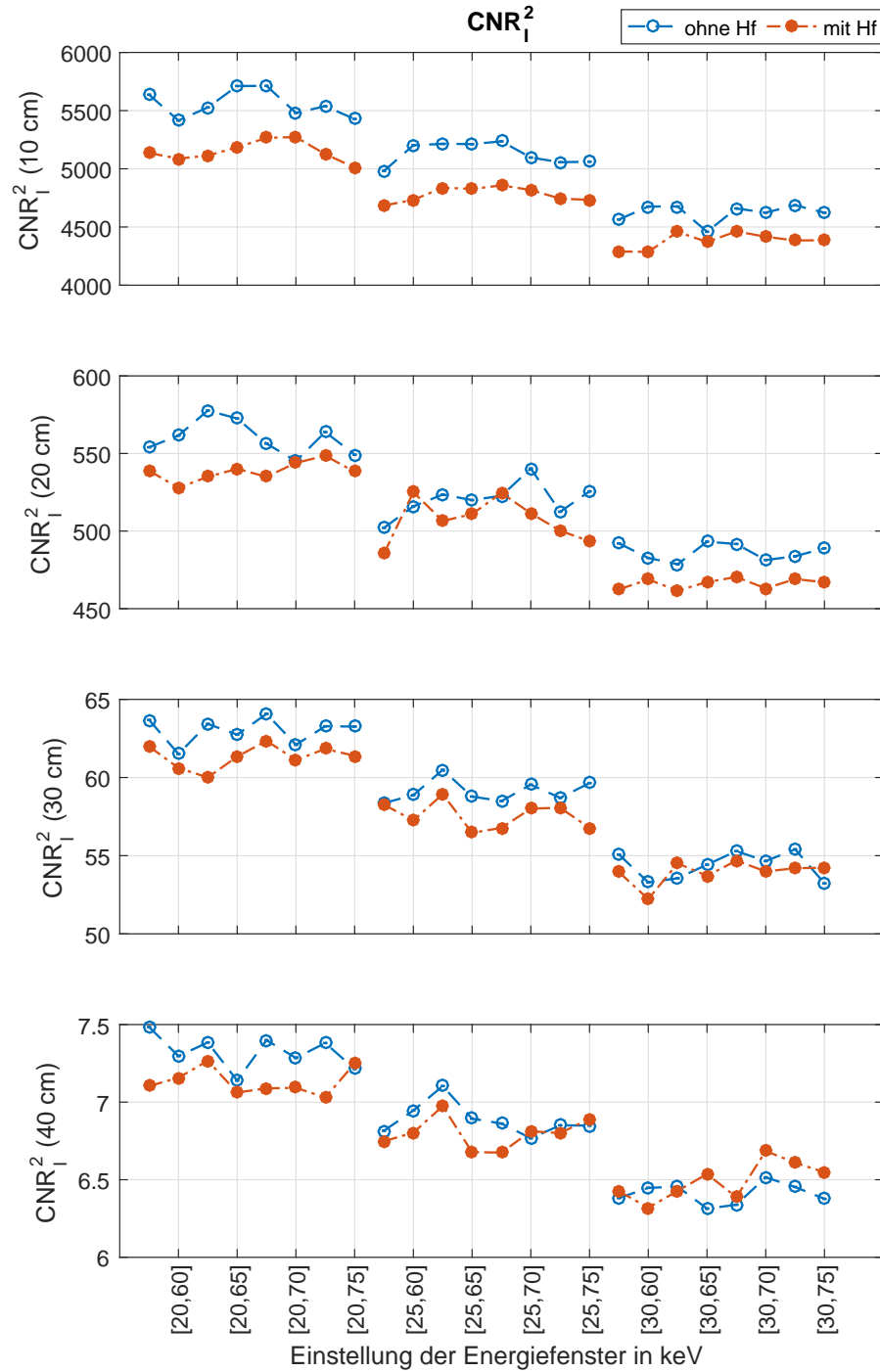


Abbildung 8.7: CNR_I^2 in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 10, 20, 30 und 40 cm jeweils mit und ohne 50 μm Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum.

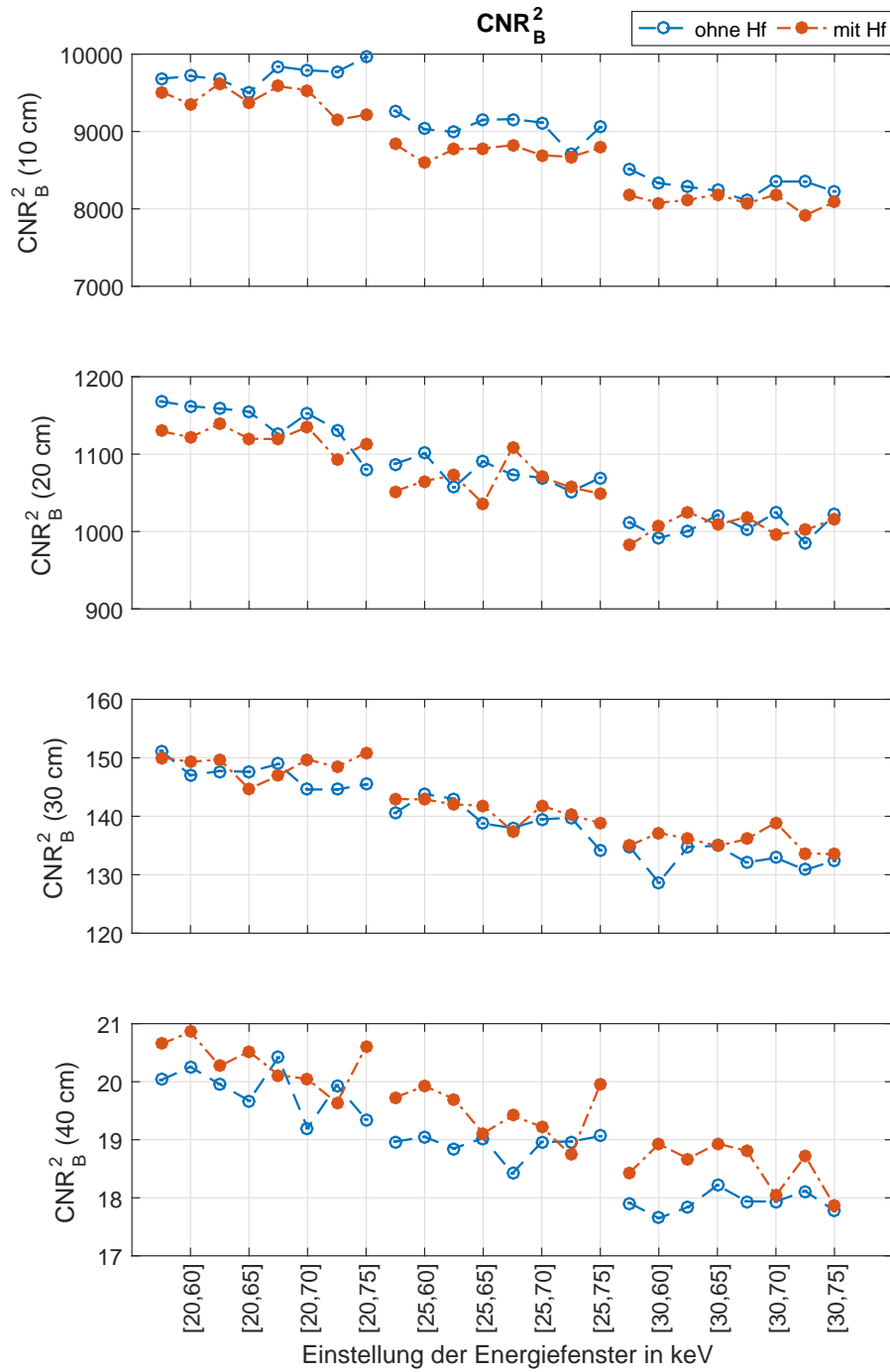


Abbildung 8.8: CNR_B^2 in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 10, 20, 30 und 40 cm jeweils mit und ohne 50 µm Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum.

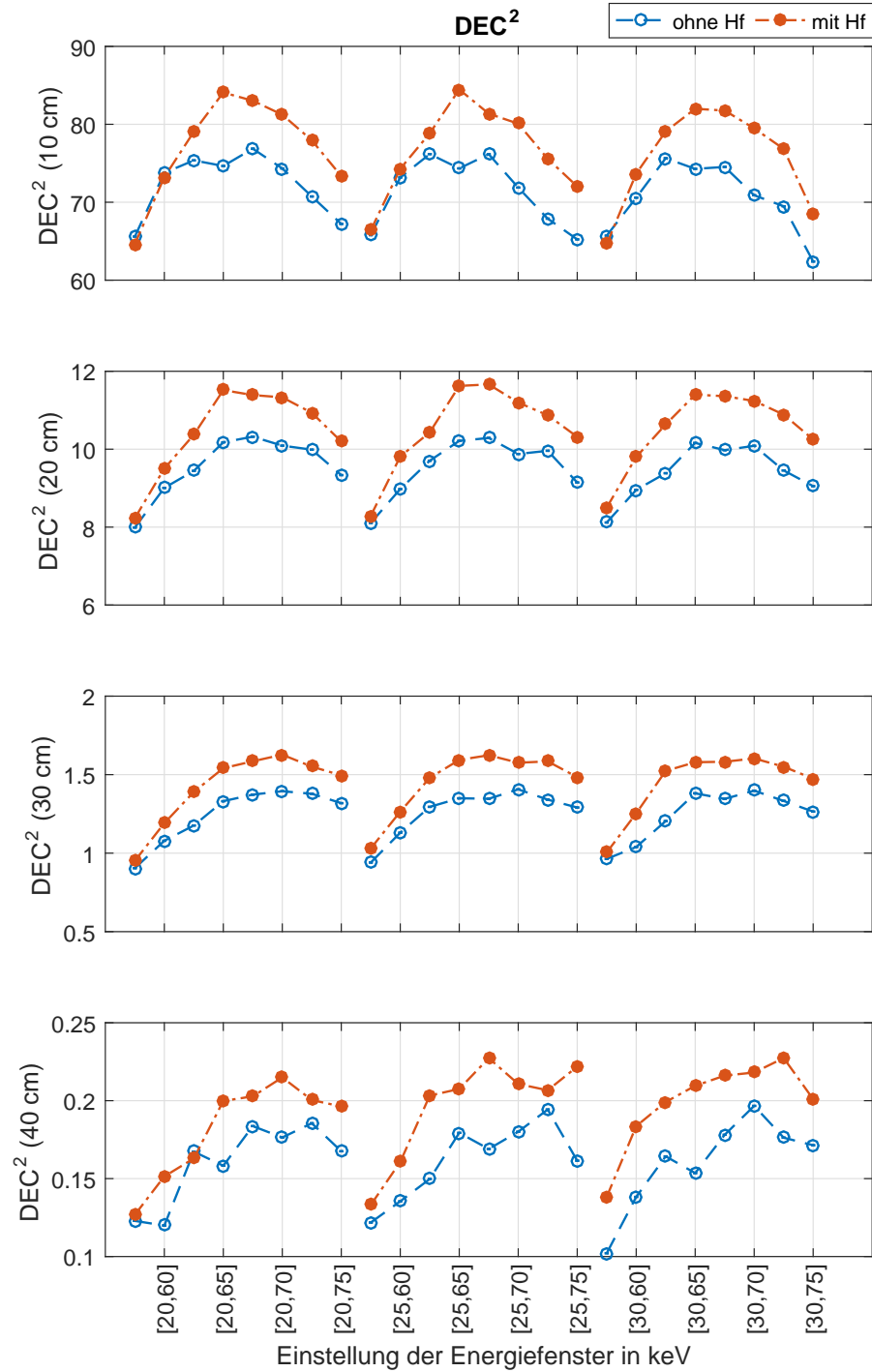


Abbildung 8.9: DEC^2 in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 10, 20, 30 und 40 cm jeweils mit und ohne 50 μ m Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum.

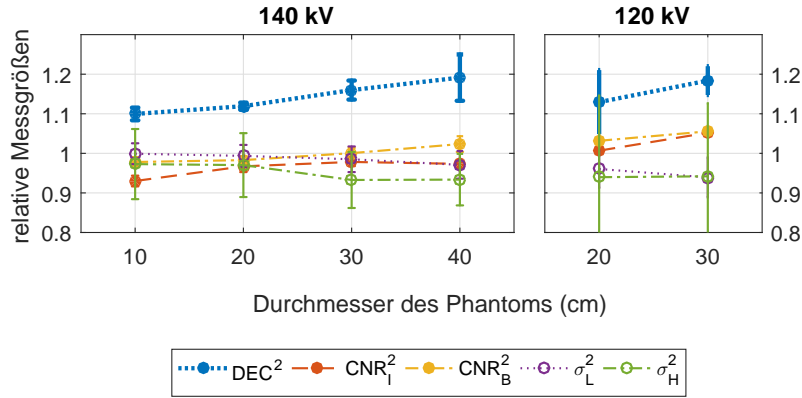


Abbildung 8.10: Relative Messgrößen in der Simulation mit 50 µm Hafniumfilter bei 140 kV und 120 kV mit $E_1=20$ keV und für jeden Durchmesser jeweils gemittelt über $E_2=65$ keV, 67 keV und 70 keV bzw. $E_2=65$ keV, 70 keV und 75 keV.

8.2.3 Ergebnisse und Diskussion für 120 kV Röhrenspannung

Die charakteristischen Verläufe der Messgrößen bei 120 kV sind sehr ähnlich zu der Simulation mit 140 kV und befinden sich im Anhang in den Abbildungen B.1, B.2 und B.3. Für deren detaillierte Beschreibung kann daher auf den vorangegangenen [Unterabschnitt 8.2.2](#) verwiesen werden.

Das DEC^2 ist relativ unabhängig von der unteren Schwelle. Die CNR^2 hängen kaum von der oberen Schwelle ab, jedoch wird mit steigender unterer Schwelle der Kontrast für Iod und Knochen schlechter. Auch hier ist $E_1=20$ keV und $E_2=65$ keV, 70 keV oder 75 keV eine gute Wahl für die Energiefenstereinstellung, da hohe CNR^2 und gute Werte für das DEC^2 erreicht werden. Auch bei 120 kV bewirkt der Hafniumfilter gemittelt über diese Energiefenstereinstellungen eine Verbesserung und zwar beim 20 cm Phantom beim DEC^2 um den Faktor 1,13(8). Das CNR^2 für Iod bleibt relativ konstant mit Faktor 1,01(1) und für Knochen zeichnet sich eine kleine Verbesserung um den Faktor 1,03(2) ab. Die Werte für das Rauschen im niedrigen und hohen Energiefenster sind mit relativen Werten von 0,96(5) und 0,94(21) etwas geringer. Wie bei der Simulation mit 140 kV ist die Wirkung des Hafniumfilters bei dem 30 cm Phantomdurchmesser mit einer Änderung des DEC^2 um den Faktor 1,18(4) nochmals höher. Das CNR^2 ist für Iod und Knochen dabei sogar jeweils um den Faktor 1,05(1) höher. Für alle simulierten Phantomdurchmesser sind die relativen Messgrößen in [Abbildung 8.10](#) dargestellt. Eine Tabelle mit den absoluten und relativen Messgrößen befindet sich auch im Anhang in [Tabelle C.1](#).

Tabelle 8.4: Absolute auf Dosis normierte Messgrößen für das 20 cm Phantom bei 120 kV und 140 kV Röhrenspannung für die spektrale Routineuntersuchung.

kV	Hf	DEC ²	CNR _I ²	CNR _B ²
140	50 µm	11,41(5)	539,68(2,59)	1124,84(5,19)
140	-	10,20(7)	558,01(7,98)	1144,43(9,37)
120	50 µm	7,58(36)	667,15(36)	1248,94(16,88)
120	-	6,71(36)	662,66(3,24)	1210,54(9,90)

8.2.4 Gegenüberstellung der Ergebnisse für 120 kV und 140 kV Röhrenspannung

Die absoluten auf die applizierte Dosis normierten Messgrößen sind in [Tabelle 8.4](#) für das 20 cm Phantom aufgelistet; Rauschen im Anhang in [Tabelle C.1](#). Dabei wurden die Messwerte bei 140 kV über die EnergiefensterEinstellungen $E_1=20$ keV und $E_2=65$ keV, 67 keV und 70 keV und bei 120 kV über die EnergiefensterEinstellungen $E_1=20$ keV und $E_2=65$ keV, 70 keV und 75 keV gemittelt. An den Werten erkennt man, dass die spektrale Trennung von Iod und Knochen bei 140 kV besser ist, die Kontraste jedoch bei 120 kV. Durch den Hafniumfilter wird die spektrale Trennung in jedem Fall verbessert, die Kontraste jedoch nur bei 120 kV, aber nicht bei 140 kV. Tendenziell ist das Rauschen jeweils mit Hafniumfilter leicht verbessert. σ_H^2 ist bei 120 kV im Vergleich zu 140 kV erhöht, da das Spektrum weicher ist und weniger Photonen im oberen Energiefenster detektiert werden. Die vollständige Übersicht über alle Messgrößen für alle simulierten Durchmesser und Spannungen befindet sich in [Tabelle C.1](#). Die Messwerte für das 30 cm Phantom zeigen dabei ein sehr ähnliches Verhalten und deren Beschreibung kann analog zum Vergleich für das 20 cm Phantom erfolgen. Die spektrale Trennung ist bei 140 kV besser und die Kontraste bei 120 kV. Auch hier verbessert der Hafniumfilter die spektrale Trennung in jedem Fall. Bei 120 kV wird sogar das [CNR²](#) leicht verbessert. Die Durchmesser 10 und 40 cm wurden nur bei 140 kV simuliert und können daher nicht bei 120 kV verglichen werden.

8.3 SPEKTRALE ULTRANIEDRIGDOSISUNTERSUCHUNG

8.3.1 Konzept

In diesem Anwendungsszenario wird akzeptiert, dass das verwendete Filtermaterial bis zu 96 % der Intensität der emittierten Röntgenstrahlung absorbiert. Es soll dasselbe Filtermaterial wie bei der spektralen Routineuntersuchung ([Abschnitt 8.2](#)) verwendet werden und es soll auch als beweglicher Filter im Blendenkasten realisiert werden.

Tabelle 8.5: Simulationsparameter der spektralen Ultraniedrigdosisuntersuchung.

PARAMETER	WERT(E)	ANZAHL
Röhrenspannung	120,140 kV	2
Filtermaterial	<i>nichts</i> , 500 μm Hf + 1,5 mm Al	2
Durchmesser	20,30 cm	2
Probenmaterial	Iod, Knochen	2
E ₁	20,25,35 keV	3
E ₂	60,65,70,75 keV	4
Anzahl der Simulationen		192

Auch bei dieser Filterdicke (500 μm) ist Hafnium nicht stabil genug um in einer rotierenden Gantry ohne stabilisierendes Trägermaterial verwendet zu werden und wird daher auf einen 1,5 mm dicken Aluminiumträger geklebt. Das bedeutet, dass der Aluminiumträger bei allen Simulationen mit Hafnium auch berücksichtigt wird.

Analog zur spektralen Routineuntersuchung sollen auch hier die Spannungsstufen 140 kV und 120 kV untersucht werden. Der Röhrenstrom wird jeweils so gewählt, dass bei einem Phantomdurchmesser die Dosis mit und ohne Hafnium und bei 120 kV oder 140 kV jeweils identisch ist. Für große Phantomdurchmesser wird auch hier ein höherer Strom gewählt, damit das Rauschen nicht zu groß ist. Die Simulation wird für Parametersätze ausgeführt, die in [Tabelle 8.5](#) aufgeführt sind. Die Rotationszeit ist auch hier auf 1 s pro Rotation konfiguriert. Schließlich werden die Messgrößen auf die applizierte Dosis normiert.

8.3.2 Ergebnisse und Diskussion

Der prinzipielle Verlauf der Messgrößen ist sehr ähnlich zur spektralen Routineuntersuchung. Für deren detaillierte Beschreibung kann daher auf den [Unterabschnitt 8.2.2](#) verwiesen werden. Die Darstellungen aller Messgrößen befindet sich im Anhang (Abbildungen [B.4](#), [B.5](#), [B.6](#), [B.7](#), [B.8](#) und [B.9](#)). Auch hier hängt das DEC^2 nicht von der Einstellung der unteren Schwelle E₁ ab, jedoch von der oberen Schwelle E₂. Beim CNR^2 zeigt sich hingegen eine Abhängigkeit von der unteren Schwelle. Beim Kontrast-Rausch-Verhältnis für Iod und Knochen zeigt sich im Gegensatz zur spektralen Routineuntersuchung eine Verbesserung. Vor allem bei 120 kV ist diese sehr ausgeprägt. Mittelt man bei jedem Phantomdurchmesser für E₁=20 keV die Messgrößen über die Einstellungen E₂=65 keV, 70 keV und 75 keV, ergeben sich bei 20 cm Durchmesser folgende relative Messgrößen: Bei 140 kV ändert sich DEC^2 um den Faktor 1,80(6), CNR_1^2 um den Fak-

tor 1,00(1), CNR_B^2 um den Faktor 1,05(1), σ_L^2 um den Faktor 0,88(4) und σ_H^2 um den Faktor 0,82(11). Bei 120 kV ändert sich DEC^2 um den Faktor 1,63(11), CNR_I^2 um den Faktor 1,48(2), CNR_B^2 um den Faktor 1,44(1), σ_L^2 um den Faktor 0,65(3) und σ_H^2 um den Faktor 0,97(20). [Abbildung 8.11](#) stellt die gemittelten relativen Messgrößen für jeden simulierten Phantomdurchmesser dar.

Die absoluten, auf die applizierte Dosis normierten Messgrößen sind in [Tabelle 8.6](#) für das 20 cm Phantom aufgelistet. Dabei wurden die Messwerte für $E_1=20$ keV über die Energiefenstereinstellungen $E_2=65$ keV, 70 keV und 75 keV gemittelt. Auch hier erkennt man an den Werten, dass bei 140 kV die spektrale Trennung von Iod und Knochen besser ist, jedoch die Kontraste bei 120 kV. Durch den Hafniumfilter wird die spektrale Trennung hier deutlich verbessert, die Kontraste deutlich bei 120 kV und leicht bei 140 kV. Tendenziell ist das Rauschen jeweils mit Hafniumfilter verringert. σ_H^2 ist bei 120 kV im Vergleich zu 140 kV erhöht, da das Spektrum weicher ist und weniger Photonen im oberen Energiefenster detektiert werden. Die vollständige Übersicht über alle Messgrößen für alle simulierten Durchmesser und Spannungen befindet sich im Anhang in [Tabelle C.2](#). Die Messwerte für das 30 cm Phantom zeigen dabei ein sehr ähnliches Verhalten wie beim 20 cm Phantom.

Mit dem 500 μm Hafniumfilter wird dessen Potenzial deutlich. Normalerweise erwartet man durch eine Reduktion der Röhrenspannung eine Verbesserung des CNR^2 jedoch im Gegenzug eine Verschlechterung der spektralen Trennung, da das Röntgenspektrum schmäler ist. Diese Erwartung wird bestätigt, wenn man in [Tabelle 8.6](#) die Ergebnisse ohne Hafniumfilter betrachtet. Vergleicht man nun aber die Ausgangssituation mit 140 kV ohne Hafniumfilter mit 120 kV mit 500 μm Hafniumfilter dann zeigt sich Folgendes: Bei gleicher Dosis kann mit dem 120 kV Spektrum die spektrale Trennbarkeit wie bei 140 kV erreicht werden (Faktor¹ 1,1) und gleichzeitig das CNR^2 enorm gesteigert werden (Faktor 1,8 für Iod und 1,6 für Knochen). Dieser Gewinn an CNR^2 kann auch in eine Dosisreduktion investiert werden. Ist die spektrale Trennung nicht so wichtig, kann bei 120 kV durch die Verwendung des Hafniumfilters die Dosis um 32 % gesenkt werden und das CNR^2 bleibt nahezu unverändert (Faktor 1,02 für Iod und 0,98 für Knochen) und die spektrale Trennung wird trotzdem zusätzlich um 9 % gesteigert.

¹ Der Faktor bezeichnet das Verhältnis der Messgröße mit Hafniumfilter zu ohne Hafniumfilter

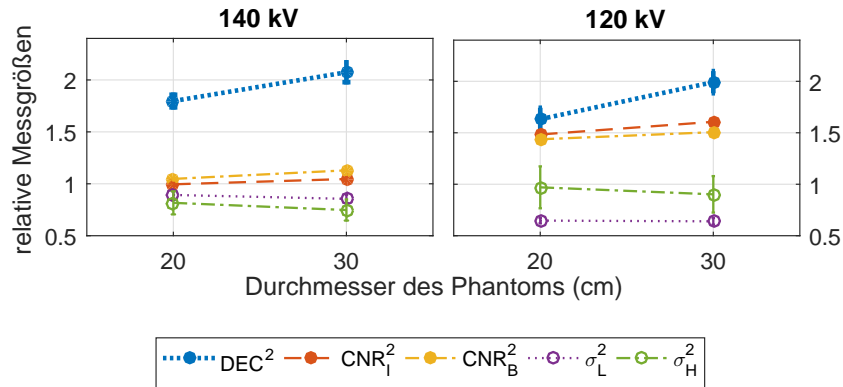


Abbildung 8.11: Relative Messgrößen in der Simulation mit 500 µm Hafniumfilter bei 140 kV und 120 kV.

Tabelle 8.6: Absolute auf Dosis normierte Messgrößen für das 20 cm Phantom bei 120 kV und 140 kV Röhrenspannung für die spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung

kV	Hf	DEC ²	CNR _I ²	CNR _B ²
140	500 µm	17,27(33)	555,71(5,56)	1168,45(6,30)
140	-	9,61(27)	558,53(6,25)	1115,91(11,79)
120	500 µm	10,62(35)	995,61(9,07)	1759,65(10,43)
120	-	6,51(39)	671,09(4,26)	1224,61(8,37)

EXPERIMENTELLE VALIDIERUNG DER SPEKTRALEN ROUTINEUNTERSUCHUNG

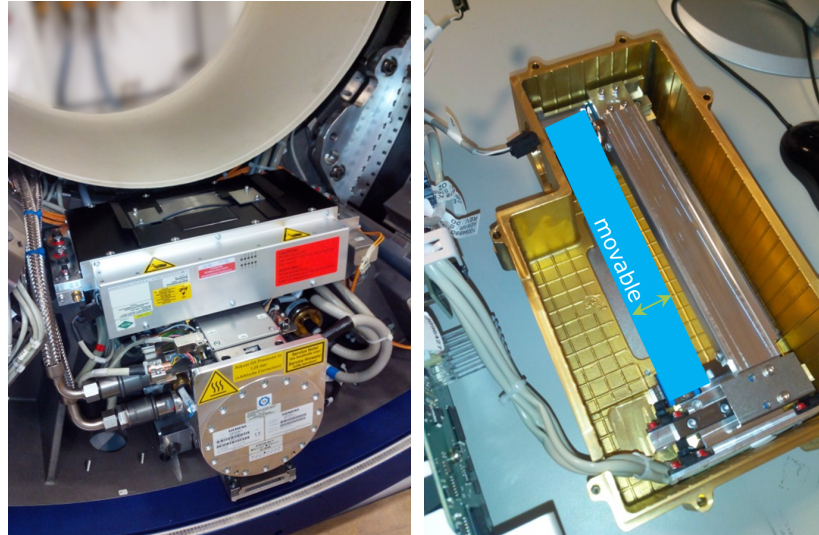
In diesem Kapitel werden die Messungen mit dem CT-Prototyp mit photonenzählendem Detektor (PCD) beschrieben und die Ergebnisse diskutiert. Ziel ist es das Detektormodell aus [Kapitel 6](#) und die damit durchgeführten Simulationen ([Kapitel 8](#)) hinsichtlich der Verbesserung der Bildgebung mit einem Hafniumfilter zu überprüfen.

9.1 KONZEPT

In diesem Anwendungsszenario soll durch eine Erhöhung des Röhrenstroms die Reduktion der Intensität durch den zusätzlichen Filter kompensiert werden (siehe [Abschnitt 7.5](#)). Für die Verwendung des Filters im Scanner wird dessen Blendenkasten modifiziert. [Abbildung 9.1a](#) zeigt die geöffnete Gantry mit dem Gehäuse des Röntgenstrahlers unten im Bild und dem darüber liegenden Blendenkasten. Ein 50 μm Hafniumfilter wird dazu auf eine 1,5 mm dicke Trägerplatte aus Aluminium geklebt und im Blendenkasten auf einen beweglichen Schlitten befestigt ([Abbildung 9.1b](#)). Somit kann über das Scanprotokoll flexibel gesteuert werden, ob der Hafniumfilter verwendet werden soll. In Strahlengangsrichtung befindet sich der Filter vor dem Formfilter aus Kohlenstoff. Als Messobjekt wird das in [Abschnitt 7.3](#) beschriebene wasseräquivalente Phantom verwendet ([Abbildung 9.1c](#)).

Die Röhrenströme werden mit steigendem Phantomdurchmesser erhöht, um das steigende Rauschen zu kompensieren. Dies ist aber nur innerhalb der Grenzen des minimalen und maximalen Röhrenstroms möglich. Innerhalb der Genauigkeit der Dosismessung ([Abschnitt 7.5](#)), sind die Ströme bei einem Durchmesser mit und ohne Hafniumfilter so gewählt, dass dieselbe Dosis appliziert wird. Die Rotationszeit ist für alle Messungen 1 s pro Umdrehung. Die restlichen Scanparameter sind in [Tabelle 9.1](#) aufgeführt.

Für die Beurteilung der Materialtrennungseigenschaften wird die Messgröße DEC^2 verwendet. Zur Beurteilung der konventionellen Bildqualität wird das CNR^2 von Iod und Knochen betrachtet und schließlich noch als Maß für das Bildrauschen die Varianz der CT-Zahlen im Wasser in den Bildern des niedrigen und hohen Energiefensters σ_L^2 und σ_H^2 .



(a) Offene Gantry

(b) Blendenkasten



(c) Messphantom

Abbildung 9.1: Bilder des experimentellen Aufbaus. Dargestellt sind (a) Röntgenstrahler und Blendenkasten in offener Gantry, (b) Position des beweglichen Filters im geöffneten Blendenkasten und (c) das Messphantom mit Probeneinsätzen.

Tabelle 9.1: Parameter der Messungen für die spektrale Routineuntersuchung.

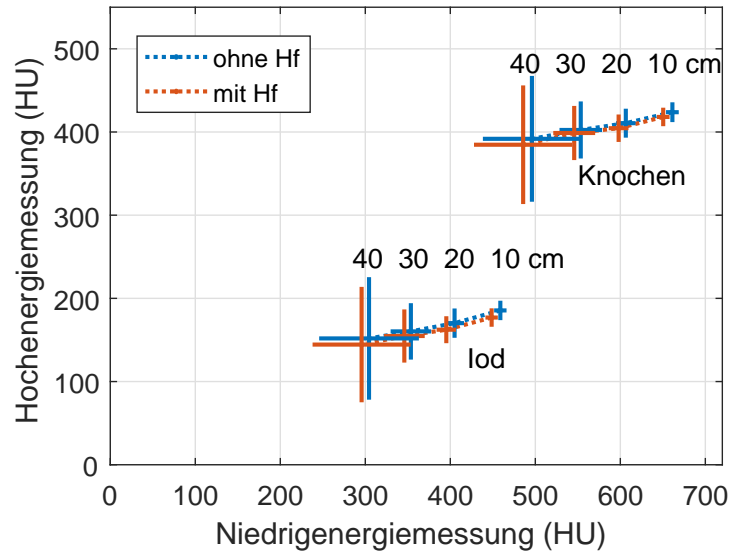
PARAMETER	WERT(E)	ANZAHL
Röhrenspannung	140 kV	1
Filtermaterial	<i>nichts</i> , 50 μm Hf + 1,5 mm Al	2
Durchmesser	10,20,30,40 cm	4
Probenmaterial	Iod,Knochen	2
E ₁	20,25,35 keV	3
E ₂	60,65,70,75 keV	4
Wiederholungen	4	4
Anzahl der Messungen		768

9.2 ERGEBNISSE UND DISKUSSION

Für jeden Scan wird pro Detektorzeile ein CT-Bild erzeugt. Die CT-Zahlen und Rauschwerte werden über alle Detektorzeilen gemittelt. [Abbildung 9.2](#) stellt die CT-Zahlen für einen exemplarischen Datensatz bei der Energiefenstereinstellung 20/70 keV dar. Wie bei den simulierten Daten in [Abschnitt 8.2](#) zeigt sich hier folgendes Muster: Der Kontrast zu Wasser sinkt mit steigendem Phantomdurchmesser sowohl für Iod als auch für Knochen, da das effektive Spektrum härter wird. Das Rauschen steigt mit dem Phantomdurchmesser an, da die Dosis nicht entsprechend erhöht werden konnte, um dasselbe Rauschen zu erzielen. Auch im Experiment ist der Einfluss des Hafniumfilters verglichen mit der Änderung durch den Phantomdurchmesser relativ gering, aber man erkennt, dass auch hier Kontraste reduziert werden.

In den Abbildungen [9.3](#) bis [9.7](#) sind alle Messgrößen für die vier gemessenen Phantomdurchmesser, alle Energiefensterkombinationen und jeweils mit und ohne Hafniumfilter dargestellt. Analog zur Beschreibung der Ergebnisse der Simulation in [Unterabschnitt 8.2.2](#) werden auch hier die Ergebnisse in der Reihenfolge (1) Rauschen σ_L^2 und σ_H^2 , (2) Kontrast-Rausch-Verhältnisse CNR_I^2 und CNR_B^2 und (3) Dual-Energy-Kontrast-Rausch-Verhältnis DEC^2 für Iod und Knochen mit ihrer jeweiligen Abhängigkeit vom Phantomdurchmesser und von der Wahl der Energieschwellen diskutiert. Schließlich wird (4) die Auswirkung des Hafniumfilters auf die Messgrößen betrachtet.

1 RAUSCHEN Das Rauschen in den Wassermessungen ist in [Abbildung 9.3](#) für σ_L^2 und in [Abbildung 9.4](#) für σ_H^2 dargestellt. Für σ_L^2 ist eine Abhängigkeit von E_2 erkennen, da durch Erhöhung von E_2 das Energiefenster größer wird, also mehr Photonen gezählt werden und das Rauschen dadurch abnimmt. Für konstantes E_2 wird das



Abbildungung 9.2: Beispielhaftes DE-Streudiagramm gemessener Daten bei 140 kV mit (rot) und ohne (blau) 50 µm Hafniumfilter. Die Einstellung der Energieschwellen liegt bei 20 und 70 keV.

Rauschen größer, wenn E_1 erhöht wird, da das Energiefenster kleiner wird und weniger Photonen gezählt werden. Bei σ_H^2 ist keine Abhängigkeit von E_1 zu erkennen, da nur E_2 einen Einfluss auf die Größe des oberen Energiefensters hat.

2 KONTRAST-RAUSCH-VERHÄLTNIS Bei den Messgrößen CNR_I^2 und CNR_B^2 (Abbildungen 9.5 und 9.6) ist eine Abhängigkeit von der unteren Energieschwelle E_1 zu erkennen. Steigt E_1 wird das Kontrast-Rausch-Verhältnis für Iod und Knochen kleiner, da Photonen mit niedriger Energie, die hauptsächlich zum Kontrast beitragen, nicht gezählt werden. Die Wahl von E_2 zeigt keinen systematischen Effekt. Bei den Durchmessern 30 und 40 cm sind für die Einstellung $E_1 = 20$ keV die Werte kleiner als erwartet, was sich auch auf die DEC^2 Werte auswirken wird. Als mögliche Ursache für diese Inkonsistenz wird die Technik zur Erweiterung des Messfeldes (Abschnitt 5.4) vermutet.

3 DUAL-ENERGY-KONTRAST-RAUSCH-VERHÄLTNIS Die Messgröße DEC^2 , dargestellt in Abbildung 9.7, zeigt eine Abhängigkeit der oberen Energieschwelle E_2 , aber keine von E_1 . Bei den Durchmessern 30 und 40 cm gibt es eine Ausnahme von diesem Muster. Ist die untere Energieschwelle auf 20 keV eingestellt, sind die Werte vergleichsweise zu niedrig. Die absoluten DEC^2 Werten sinken mit steigendem Durchmesser, da die Dosis nicht entsprechend erhöht wurde und das Rauschen zunimmt.

Wie bei der Simulation, ist für eine optimale Bildgebung die Energiefenstereinstellung so zu wählen, dass die Materialunterscheidbar-

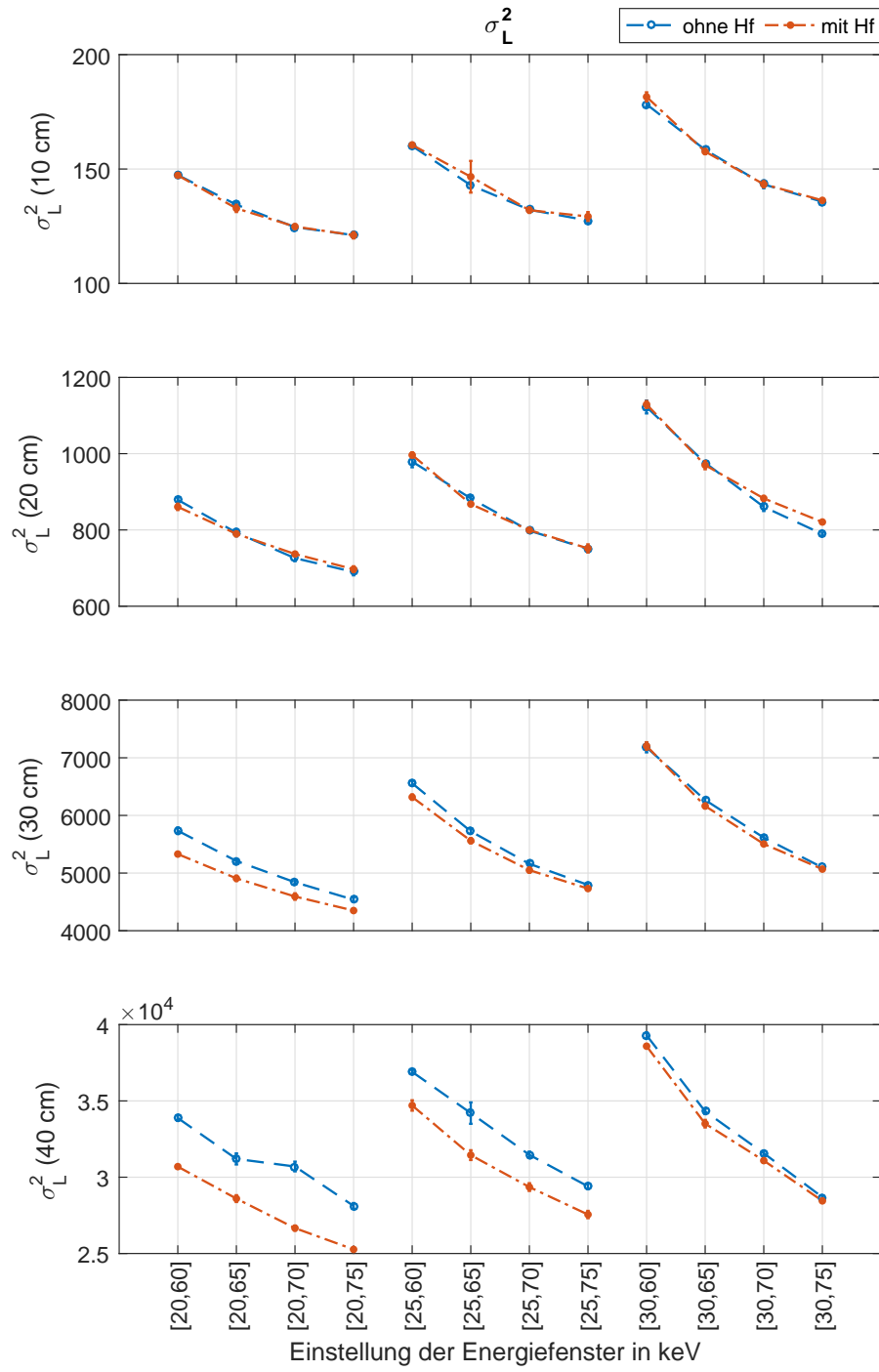


Abbildung 9.3: σ_L^2 in gemessenen Bildern für die Phantomdurchmesser 10, 20, 30 und 40 cm jeweils mit (rot) und ohne (blau) 50 μm Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum (Einheit HU^2).

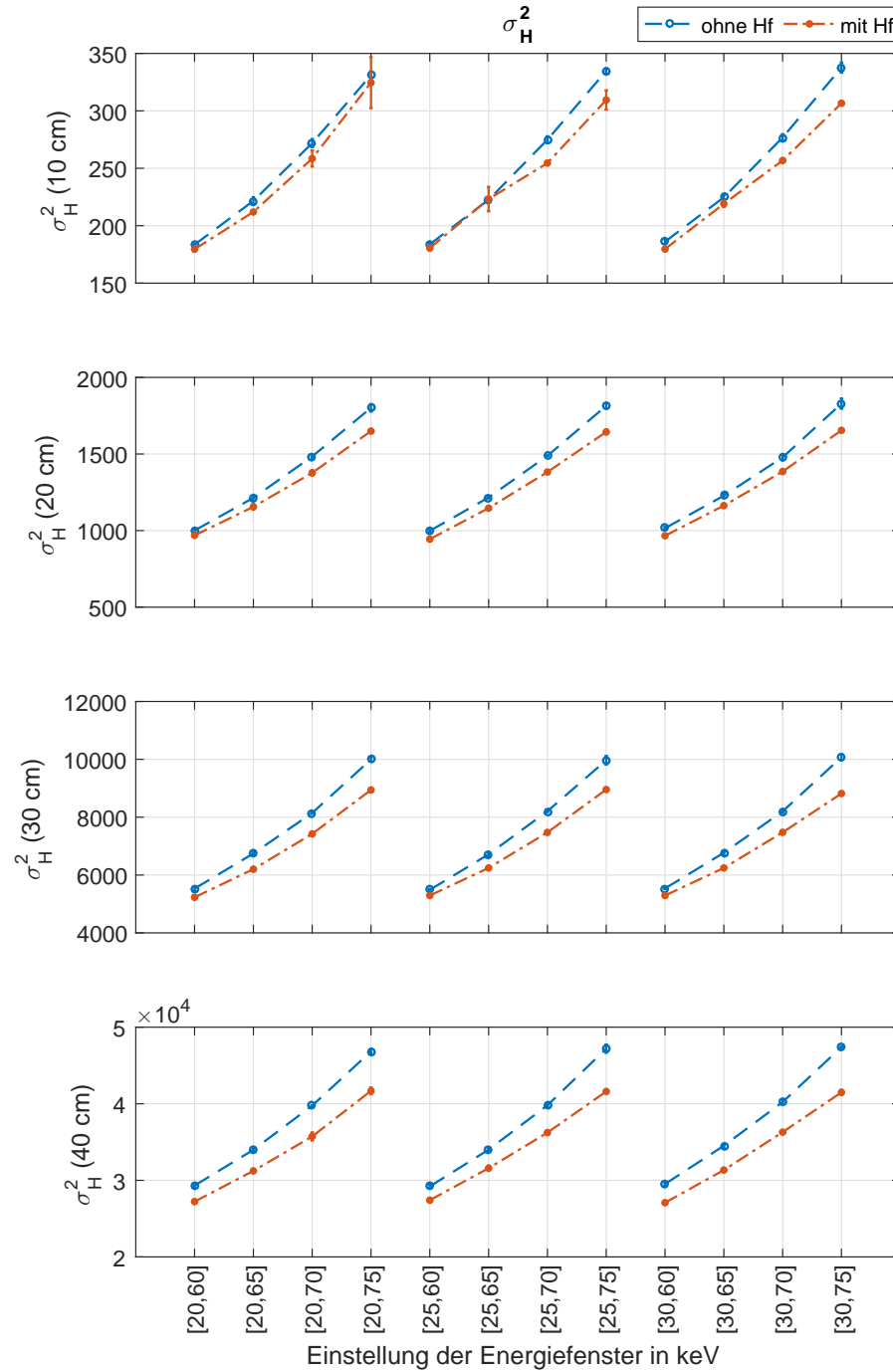


Abbildung 9.4: σ_H^2 in gemessenen Bildern für die Phantomdurchmesser 10, 20, 30 und 40 cm jeweils mit und ohne 50 μm Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum (Einheit HU^2).

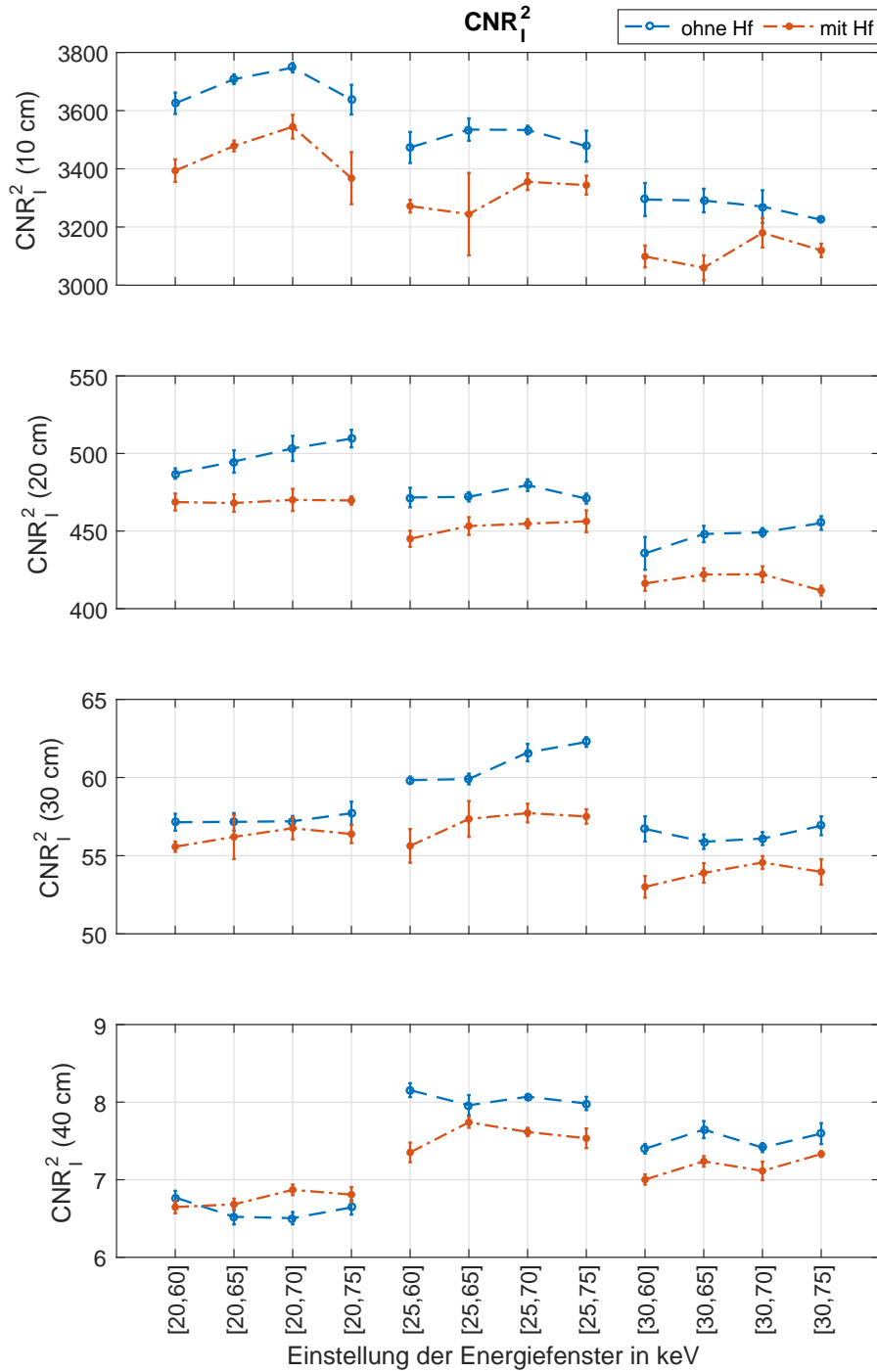


Abbildung 9.5: CNR_I^2 in gemessenen Bildern für die Phantomdurchmesser 10, 20, 30 und 40 cm jeweils mit (rot) und ohne (blau) 50 μm Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum.

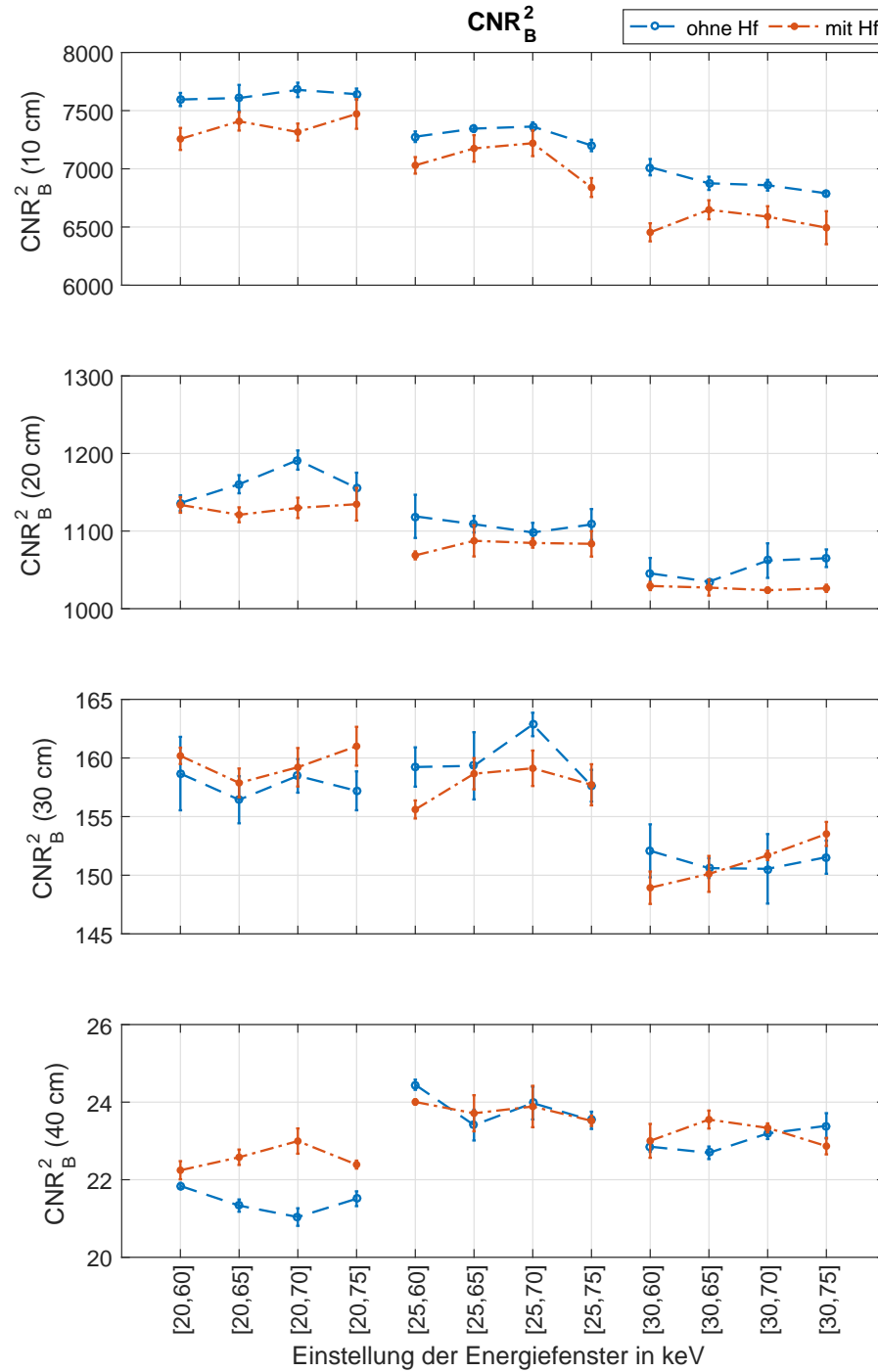


Abbildung 9.6: CNR_B^2 in gemessenen Bildern für die Phantomdurchmesser 10, 20, 30 und 40 cm jeweils mit (rot) und ohne (blau) 50 μm Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum.

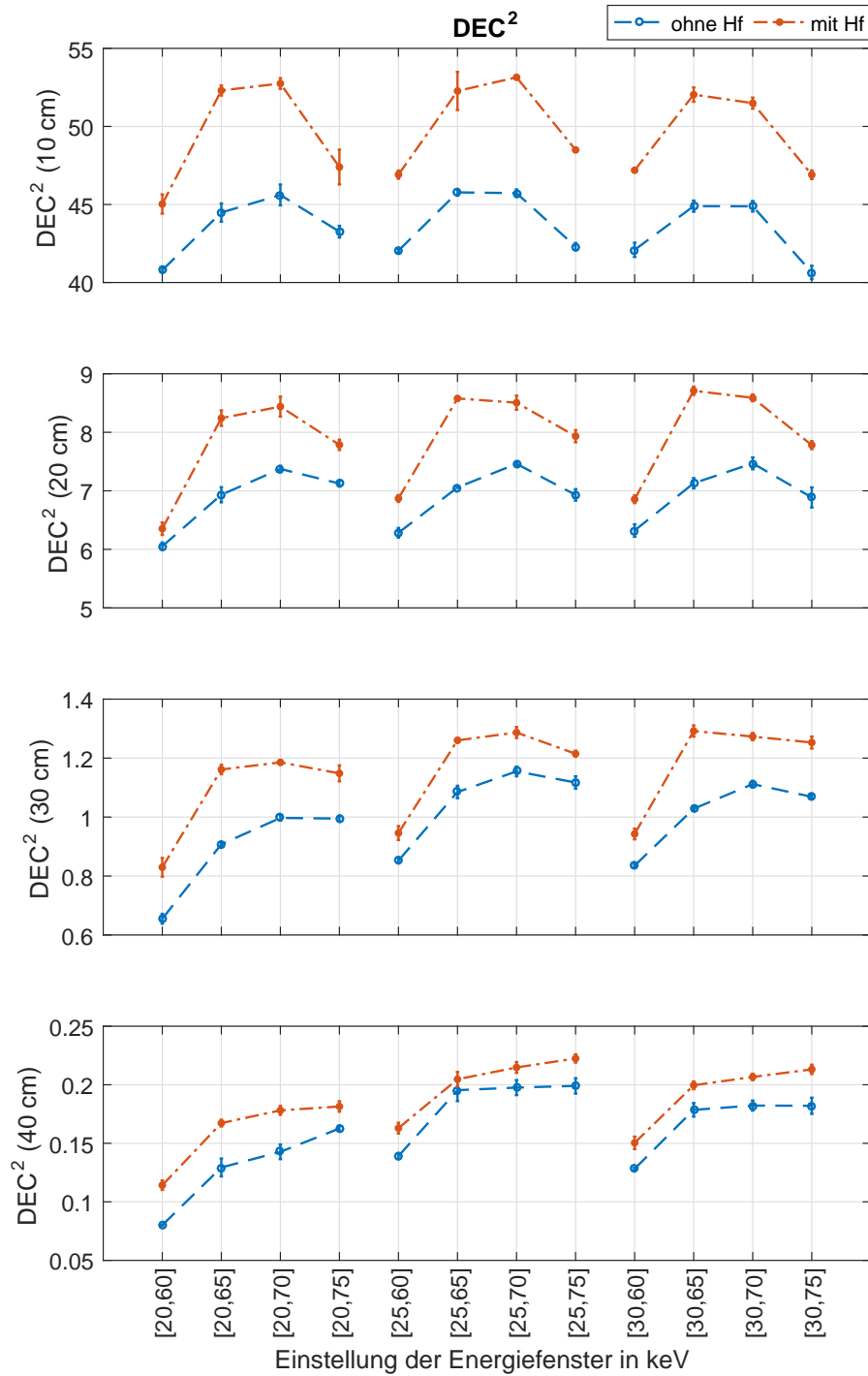


Abbildung 9.7: DEC² in gemessenen Bildern für die Phantomdurchmesser 10, 20, 30 und 40 cm jeweils mit (rot) und ohne (blau) 50 μ m Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum.

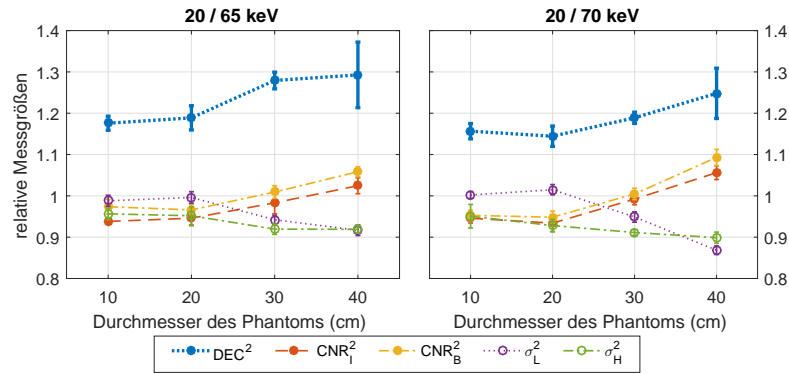


Abbildung 9.8: Relative Messgrößen im Experiment mit 50 µm Hafniumfilter bei 140 kV und Energiefenstereinstellung 20/65 keV bzw. 20/70 keV.

keit (Messgröße DEC^2) groß ist und gleichzeitig die Kontrast-Rausch-Verhältnisse der konventionellen Bildgebung für Iod und Knochen optimiert werden. Aufgrund der genannten Anomalien bei den Durchmessern 30 und 40 cm, gilt folgende Energiefenstereinstellung nur für 10 und 20 cm. In den Messungen bei den Durchmessern 10 und 20 cm ist das DEC^2 relativ unabhängig von der unteren Energieschwelle E_1 . Die Messgrößen CNR_I^2 und CNR_B^2 sind hingegen relativ unabhängig von der Wahl der oberen Energieschwelle E_2 . Das heißt, dass zunächst $E_1=20$ keV gewählt werden sollte und anschließend E_2 so, dass sich ein gutes DEC^2 ergibt. Die Einstellung $E_2=65$ keV und 70 keV sind bei den Durchmessern 10 und 20 cm gut geeignet um ein optimales DEC^2 und CNR^2 zu erzielen.

4 AUSWIRKUNG DES HAFNIUMFILTERS Durch Verwendung des Hafniumfilters ist eine geringfügige Reduktion des Rauschen, eine tendenziell leichte Reduktion des Kontrastes und eine deutliche Zunahme des DEC^2 zu erkennen. Auch mit Hafniumfilter sind die Energiefenstereinstellungen 20/65 keV und 20/70 keV gut geeignet für die Erzielung eines optimalen DEC^2 und CNR^2 . Für diese Energiefenstereinstellungen sind in [Abbildung 9.8](#) die relativen Messgrößen dargestellt. Bei 20 cm Durchmesser ergeben sich gemittelt über die Energiefenstereinstellungen 20/65 keV und 20/70 keV die folgenden relativen Messgrößen. Bei 140 kV ändert sich DEC^2 um den Faktor 1,17(8), CNR_I^2 um den Faktor 0,94(5), CNR_B^2 um den Faktor 0,96(4), σ_L^2 um den Faktor 1,01(4) und σ_H^2 um den Faktor 0,94(5). Eine Tabelle mit den dazugehörigen absoluten Messwerten für die Energiefenstereinstellungen 20/65 keV und 20/70 keV befindet sich im Anhang in [Tabelle C.3](#).

9.3 VERGLEICH MIT DER SIMULATION

Die im Experiment untersuchte spektrale Routineuntersuchung bei 140 kV Röhrenspannung wurde in [Abschnitt 8.2](#) in einer Simulation untersucht. Es ist nicht zu erwarten, dass die Simulation und das Experiment exakt übereinstimmen. In dem [PCD](#)-Prototyp werden die Rohdaten etwas anders verarbeitet als in der Simulation. Zudem werden Daten außerhalb des Messbereichs des [PCD](#) mit Daten des energieintegrierenden Detektors, der die Strahlung von einer anderen Röntgenröhre erhält, vervollständigt. In dem für die Simulation verwendeten Detektormodell sind hingegen nicht alle Effekte berücksichtigt, wie zum Beispiel der Compton-Effekt oder die Anhäufung von Signalpulsen, die in kurzen Zeitabständen eintreffen. Im direkten Vergleich der absoluten Messwerte in den Abbildungen [8.5](#) bis [8.9](#) und [9.3](#) bis [9.7](#) zeigen sich je nach Phantomdurchmesser deutliche Unterschiede. Der qualitative Verlauf und die relativen Veränderung durch den Hafniumfilter stimmen in Simulation und Experiment jedoch gut überein.

Bezüglich des Rauschens ist das Verhalten in Simulation und Experiment gleich und auch die Werte mit Hafniumfilter liegen jeweils unter denen ohne zusätzlichen Filter. Die absoluten σ_L^2 und σ_H^2 stimmen bei den Durchmessern 20 und 30 cm sehr gut überein. Bei 10 cm ist das Rauschen in der Simulation niedriger und bei 40 cm höher als im Experiment. Die absoluten CNR^2 -Werte stimmen bei den Durchmessern 20 und 30 cm sehr gut überein. Hier sind die simulierten Werte bei 10 cm zu hoch und bei 40 cm etwas zu niedrig, was eine Folge der Abweichung im Rauschen ist. Beim [DEC²](#) ist die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment bei den Durchmessern 20, 30 und 40 cm gut und lediglich die Simulation bei 10 cm etwas zu hoch. Insgesamt ist die Übereinstimmung bei den Durchmessern 20 und 30 cm am besten.

Die bessere Separation von Iod und Knochen durch den Hafniumfilter spiegelt sich bei allen Durchmessern sowohl in der Simulation (12 %) als auch im Experiment (17 %) wider. Mit Hafniumfilter ist das CNR^2 maximal 5 % schlechter, was auf die im Vergleich zum Hafniumfilter relativ dicke Trägerplatte aus Aluminium zurückzuführen ist.

Teil III

ABSCHLIESSENDE BEWERTUNG

Die Verwendung von Vorfilter-Materialien mit einer K-Kante im Spektrum wirkt sich vorteilhaft auf die Bildgebung mit photonenzählenden Detektoren aus.

ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE

Durch spektrale Filterung der Röntgenstrahlung mittels Vorfilter-Materialien mit einer K-Kante im Spektrum konnte im Rahmen dieser Arbeit die spektrale Bildgebung der CT mit photonenzählenden Detektoren (PCDs) verbessert werden. Dazu wurde zunächst ein effizientes Detektorsimulationsmodell entwickelt (Kapitel 6), um anschließend in Nadelstrahlsimulationen ein geeignetes Material für die darauffolgenden genaueren Simulationen und Messungen zu identifizieren. Dafür wurden zwei als klinisch relevant erachtete Szenarien betrachtet (Kapitel 7): Bei der *spektralen Routineuntersuchung* wurde angenommen, dass ein bestimmter Intensitätsverlust in einem *dünnen* Filtermaterial durch Erhöhung des Röhrenstromes kompensiert werden kann. Als weiteres Anwendungsszenario wurde die *spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung* betrachtet, deren Dosis auf dem Niveau einer Computertomographie (CT)-basierten Lungenkrebsfrüherkennung liegen soll, die aber zusätzlich spektrale Informationen liefern soll. Dabei gibt die Messgröße DEC^2 die spektrale Trennung der untersuchten Proben Iod und Knochen wieder. Das quadrierte Kontrast-Rausch-Verhältnis CNR^2 ist Maß für die herkömmliche Bildqualität (Definitionen in Kapitel 7). Jeweils größere Messgrößen stellen bessere Ergebnisse dar. Für eine detaillierte Beschreibung der Ergebnisse sei auf die jeweiligen Kapitel verwiesen. Im Folgenden zusammengefasst werden (1) die Modellierung des Detektors, (2) die Ergebnisse der schnellen Nadelstrahlsimulation, (3) die Ergebnisse der Bildsimulation bei 140 kV mit dünnem (50 μm) K-Kanten-Filter sowie des entsprechenden Experiments zur Validierung der Simulationen und (4) die Ergebnisse der Bildsimulationen mit dünnem (50 μm) und dickem (500 μm) Filter bei 120 kV und bei 140 kV.

1 DETEKTORMODELLIERUNG Mit dem entwickelten Detektorsimulationsmodell (Kapitel 6) können das Signal, das Rauschen und die räumlich-energetischen Korrelationen einzelner Pixel mit ihren angrenzenden Nachbarpixeln eines CdTe-basierten PCD simuliert werden. Die eintreffenden Röntgenphotonen erzeugen durch Photoeffekt im Detektormaterial Elektronen-Loch-Paare. Durch die am Halbleiter angelegte Spannung werden die Ladungsträger getrennt und driften jeweils zur Anode bzw. Kathode. Aufgrund der größeren Beweglichkeit der Elektronen in CdTe sind diese primär für die Signalentstehung verantwortlich und daher hat die Anode die pixelierte Struktur. Die Elektronenladungswolke hat eine bestimmte Ausdehnung und somit wird das Ladungssignal auch in benachbarten Pixeln detektiert.

Durch vorausgegangenen Photoeffekt mit einem Elektron aus der K-Schale können auch Fluoreszenzphotonen emittiert werden, die den Sensor verlassen, im selben Pixel absorbiert oder in einem Nachbarpixel absorbiert werden können. Diese Möglichkeiten sind im vorgestellten Detektormodell berücksichtigt. Ein PCD bietet die Möglichkeit Energieschwellen einzustellen und Pulse zu zählen, die diese Schwellen überschreiten bzw. in dem Energiebereich zwischen zwei Schwellen liegen. Die Parameter Sensordicke $D = 1,6 \text{ mm}$, Pixelkantenlänge $d_{\text{pix}} = 225 \mu\text{m}$, Durchmesser der Elektronenladungswolke $d_0 = 48 \mu\text{m}$ und Elektronikrauschen $\sigma_e = 2,0 \text{ eV}$ wurden gewählt, um das Modell an den in dieser Arbeit verwendeten PCD-CT-Prototyp anzupassen. Mit diesem Modell wurde dann die Optimierung der Bildgebung durch spektrale Filterung des Röntgenspektrums in Simulationen untersucht (Kapitel 8).

2 NADELSTRAHLSIMULATIONEN Durch Nadelstrahlsimulationen sollte eine Vorauswahl relevanter Materialien vorgenommen werden, die die Bildgebung mit PCDs verbessern können (Abschnitt 8.1). Um in kurzer Zeit möglichst viele Elemente des Periodensystems auf ihre Eignung zu testen, wurden dabei folgende Vereinfachungen gemacht. Es wurde nur ein einzelner Nadelstrahl zwischen Röhrenfokus und dessen Antwort in einem zentralen Detektorelement simuliert. Da bei dem verwendeten CT-Prototyp ein Streustrahlenraster gestreute Photonen herausfiltert, müssen diese auch in der Simulation nicht berücksichtigt werden. Da lediglich der Zentralstrahl simuliert wurde, musste der Formfilter nicht berücksichtigt werden. Auch hierbei ist die Auswirkung gering, da die Auswertung im zentralen Bereich des Messfeldes stattfand, wo der Formfilter keinen Gradienten besitzt.

In der Nadelstrahlsimulation wurden mit einem 140 kV-Röntgenspektrum klinisch relevante Phantomdurchmesser zwischen 10 und 40 cm für verschiedene Einstellungen der Detektorschwellen untersucht. Es wurden alle stabilen Elemente bis zur Ordnungszahl 82 (Blei) ausgewertet. Für die Auswertung wurde immer die Schwellenkombination verwendet, die jeweils das optimale Ergebnis mit beziehungsweise ohne zusätzlichen spektralen Filter erzielte.

Die Ergebnisse der Nadelstrahlsimulation (Unterabschnitt 8.1.2) zeigen, dass Materialien mit Ordnungszahlen von 69 bis einschließlich 75 und somit einer K-Kante zwischen 59,4 keV und 71,7 keV, das DEC² von Iod und Knochen um bis zu 19 % verbessern können. Je nach untersuchtem Phantomdurchmesser wird die maximale Verbesserung des DEC² mit einem anderen Material erreicht. Die Elemente Hafnium und Lutetium erzielen über einen großen Bereich von Durchmessern eine gleichbleibende Verbesserung des DEC². Zum Beispiel wird bei 10 und 40 cm Durchmesser mit Hafnium jeweils 15 % beziehungsweise 17 % und mit Lutetium jeweils 17 % beziehungsweise 15 % Verbesserung erreicht. Das ist wichtig, da zwar vor dem eigentlichen Scan

ein Übersichtsbild erstellt wird, aus dem der Patientendurchmesser abgeleitet werden kann, jedoch der Platz im Blendenkasten begrenzt ist und nicht für jeden Patientendurchmesser auch der optimale Filter mitgeführt werden kann. Auch ist das CNR^2 für Knochen und Iod bei den Elementen Lutetium und Hafnium nahezu unverändert. Da Lutetium und Hafnium gleichermaßen geeignet erschienen, wurde für weitergehende Simulationen und Messungen aufgrund der besseren Verfügbarkeit Hafnium verwendet.

3 SIMULATION UND EXPERIMENT BEI 140 kV MIT DÜNNEM FILTER Zunächst wurde für die Validierung des Detektormodells die spektrale Routineuntersuchung in Simulation und Experiment bei 140 kV durchgeführt. Die Ergebnisse werden im Folgenden zusammengefasst. In diesem Szenario wird ein 50 µm dicker Hafniumfilter auf einem 1,5 mm dicken Aluminiumträger aufgebracht. Die Dosisreduktion von 37 % bei 140 kV durch den Hafniumfilter wurde durch entsprechende Erhöhung des Röhrenstroms ausgeglichen.

Das Rauschen verhält sich in Simulation und Experiment gleich und die Abhängigkeit von der Einstellung der Energiefenster ist plausibel. Die absoluten Werte stimmen bei den Durchmessern 20 und 30 cm sehr gut zwischen Simulation und Experiment überein. Bei 10 cm ist das Rauschen in der Simulation etwas zu niedrig und bei 40 cm etwas zu hoch. Die Rauschwerte mit Hafniumfilter liegen jeweils leicht unter denen ohne zusätzlichen Filter.

Der Verlauf des CNR^2 ist jeweils für Iod und Knochen sehr ähnlich. Bei allen Durchmessern hat die Wahl der oberen Schwelle keine Auswirkung auf das Kontrast-Rausch-Verhältnis. Bei steigender unterer Schwelle nimmt es jedoch ab. Die Signalinformation liegt erwartungsgemäß also hauptsächlich im Bereich niedriger Photonenenergien. Die Übereinstimmung der absolute Werte von Simulation und Messung bei den Durchmessern 20 und 30 cm ist gut. Ist die untere Schwelle auf 20 keV eingestellt, passt das experimentell ermittelte CNR^2 bei Iod und Knochen nicht zum erwarteten Verhalten. Eine mögliche Ursache für diese Inkonsistenz könnte die Technik zur Erweiterung des Messfeldes ([Abschnitt 5.4](#)) sein. Bei 10 cm ist das CNR^2 in der Simulation zu niedrig und bei 40 cm zu hoch, was eine Folge der Abweichung im Rauschen darstellt. Mit Hafniumfilter ist das CNR^2 circa 5 % schlechter, was auf die im Vergleich zum Hafniumfilter relativ dicke Aluminiumträgerplatte zurückzuführen ist.

Die Übereinstimmung des DEC^2 zwischen Simulation und Experiment ist bei den Durchmessern 20, 30 und 40 cm gut. Bei 10 cm sind die simulierten Werte etwas zu hoch. Ursächlich hierfür ist die Abweichung in den CNR^2 -Werten für Simulation und Experiment bei 10 cm. Die Abhängigkeit von der Einstellung der Energiefenster ist plausibel und in Simulation und Experiment gleich. Die bessere Separation von Iod und Knochen durch den Hafniumfilter spiegelt sich bei al-

len Durchmessern sowohl in der Simulation als auch im Experiment wider. Insgesamt besteht zwischen Simulation und Experiment eine sehr gute qualitative und darüber hinaus bei den Durchmessern 20 und 30 cm eine sehr gute quantitative Übereinstimmung. Dies gilt auch für die Übereinstimmung der relativen Messwerte mit und ohne Hafniumfilter. Beispielsweise wird beim 20 cm Phantom das DEC^2 bei der Simulation um $(12 \pm 1) \%$ und im Experiment um $(17 \pm 8) \%$ verbessert.

4 SIMULATION DES DÜNNEN UND DICKEN FILTERS BEI 120 UND 140 kV Basierend auf der oben beschriebenen guten Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment sind auch für die folgenden Simulationen realistische Ergebnisse zu erwarten. Für die Untersuchung der beiden Anwendungsszenarien bei 120 und 140 kV Röhrenspannung, wurde ein *dünnere* 50 μm -Hafniumfilter für die spektrale Routineuntersuchung und ein *dicker* 500 μm -Hafniumfilter für die spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung verwendet. Als Vorlage für die spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung diente ein Protokoll zur Lungenkrebsfrüherkennung, bei dem ein 0,6 mm-Zinnfilter bei 100 kV die Intensität auf 6 % verglichen mit 140 kV ohne Filter absenkt ([Abschnitt 7.2](#)). Spektrale Untersuchungen sind bei einem so schmalen Röntgenspektrum nicht mehr sinnvoll durchführbar. Für die hier betrachtete spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung wurde daher ein breites Spektrum mit 140 kV und ein 500 μm dicker Hafniumfilter auf einem 1,5 mm dicken Aluminiumträger verwendet. Der Filter wurde bewusst so dick gewählt, da damit eine bessere spektrale Separation erwartet wurde ([Abbildung 7.1c](#)). Um dasselbe Dosisniveau zu erreichen wie bei der Lungenkrebsfrüherkennung, musste dann der Röhrenstrom verdoppelt werden.

Aus den Ergebnissen ([Abschnitt 8.2](#) und [8.3](#)) ist klar ersichtlich, dass ohne zusätzlichen K-Kanten-Filter, die spektrale Bildgebung bei 140 kV (DEC^2 ist höher) und die herkömmliche Bildgebung bei 120 kV (CNR^2 ist höher) besser ist. Bei 140 kV erzielt man durch den *dünnen* beziehungsweise *dicken* spektralen Filter eine Verbesserung der Trennung um 12 beziehungsweise 80 %. Das CNR^2 ist dabei fast unverändert. Bei 120 kV verbessert der dünne Filter die spektrale Trennung um 13 % und die herkömmliche Bildqualität geringfügig. Der dicke Filter verbessert die spektrale Trennung um 63 % und das CNR^2 um 45 %. An Stelle der Verbesserung von DEC^2 und CNR^2 könnte auch die Dosis entsprechend reduziert werden.

In einer Situation, in der die begrenzte Leistungsfähigkeit des Röntgenstrahlers keine Rolle spielt, also bei einer Untersuchung mit sehr geringer Dosis, kann durch einen dicken K-Kanten-Filter bei 120 kV die Qualität der spektralen Trennung wie bei 140 kV erhalten werden und gleichzeitig kann das Maß für die herkömmliche Bildqualität (CNR^2) bei Iod um 78 % bzw. bei Knochen um 58 % gesteigert werden.

SCHLUSSFOLGERUNG UND AUSBLICK

Das Ziel dieser Arbeit war die Optimierung der Materialtrennungseigenschaften in der Computertomographie (CT) mit photonenzählenden Detektoren (PCD). Die spektrale Detektorantwort eines solchen Detektors ist durch spezielle Arten von Übersprechen zwischen Pixeln verschlechtert, die es abzumildern galt. Im Speziellen wird eine Anpassung des emittierten Röntgenspektrums an die spektrale Detektorantwortfunktion des in dieser Arbeit untersuchten PCD-CT-Prototyps mittels eines adäquaten Filtermaterials angestrebt, das sich vor dem Patienten befindet. Primär wurde die spektrale Trennung der Materialien Knochen und Iod mit der Messgröße quadriertes Dual-Energy-Kontrast-Rausch-Verhältnis (DEC^2) und die herkömmliche Bildqualität mit der Messgröße quadriertes Kontrast-Rausch-Verhältnis (CNR^2) untersucht.

Vorarbeiten anderer Arbeitsgruppen auf diesem Gebiet fanden in Laborexperimenten [13] und in Simulationsstudien [12] statt. Diese haben gezeigt, dass Materialien mit einer K-Kante im Röntgenspektrum das Rauschen in den nach Materialien zerlegten Bildern reduzieren. Die Ergebnisse lassen sich jedoch nicht direkt auf klinische Szenarien übertragen. Die Laborexperimente fanden mit Detektoren mit Pixelgrößen von 1 mm^2 statt, die bei den in der klinischen Routine auftretenden Photonenströmen von bis zu $10^9 \text{ s}^{-1} \text{ mm}^{-2}$ zu einer starken Pulsanhäufung führen würde. Die Detektorantwortfunktion bei dieser Pixelgröße ist nicht vergleichbar mit der des untersuchten Prototyps. In erwähnten Simulationsstudie wurden die tatsächlichen physikalischen Prozesse nicht berücksichtigt und das Signal in den Energiefenstern durch sich überlappende Gaußfunktionen modelliert, was die tatsächlichen Detektorantwortfunktion nur ungenügend wiedergibt.

Die Entwicklung eines effizienten Detektormodells für den untersuchten Prototyp (Kapitel 6 und [92]) war nötig und ermöglichte realistische Simulationen ohne großen Messaufwand. Einfache schnelle Simulationen, bei denen nur ein Nadelstrahl modelliert wurde, ergaben, dass Filtermaterialien mit einer K-Kante im Röntgenspektrum bei ungefähr $(65 \pm 5) \text{ keV}$ bei fast gleicher herkömmlicher Bildqualität (CNR^2) zu einer Verbesserung der spektralen Trennung (DEC^2) führen. In den zwei Anwendungsszenarien „spektrale Routineuntersuchung“ und „spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung“ wurde das Material Hafnium mit einer K-Kante bei $65,4 \text{ keV}$ und einer Dicke von jeweils $50 \text{ }\mu\text{m}$ beziehungsweise $500 \text{ }\mu\text{m}$ näher untersucht. Das Detektormodell und die CT-Simulationsumgebung wurden dafür erfolg-

reich im Szenario mit dem dünnen Filter mit der Röhrenspannung 140 kV durch Messungen bestätigt und sind geeignet um Aussagen aus Simulationen ableiten zu können.

In den untersuchten Anwendungsszenarien wurde durch den K-Kanten-Filter Hafnium stets eine wesentliche Verbesserung der spektralen Trennung erzielt (12 bis 80 % Verbesserung des DEC^2). Bei 120 kV wurde zusätzlich auch eine deutliche Verbesserung der herkömmlichen Bildqualität mit dem dicken Filter in Simulationen erreicht (45 % Verbesserung des CNR^2). Mit dem dünnen Filter bei 140 kV trat eine geringfügige, fünfprozentige Verschlechterung des CNR^2 auf, die auf die relativ dicke Trägerplatte aus Aluminium zurückzuführen ist. Die positive Auswirkung des dünnen Filters auf die Bildgebung ist relativ gering gemessen an dem Intensitätsverlust im Filter, so dass für eine routinemäßig Verwendung verschiedene Aspekte abgewogen werden müssen. Zum einen muss die Wirtschaftlichkeit geprüft werden. Zum anderen muss noch überprüft werden, ob bei einem Standard-Patientenkollektiv der Röntgenstrahler noch genügend Leistungsreserven besitzt, um den Intensitätsverlust zu kompensieren, oder ob eine Verlängerung der Scanzeit akzeptiert werden kann.

Deutlich profitieren können Untersuchungen, die bei sehr geringer Strahlenexposition durchgeführt werden. Bisherige Scanprotokolle für die Lungenkrebsfrüherkennung sind nicht in der Lage spektrale Daten zu akquirieren, was durch den dicken Filter in der spektralen Ultraniedrigdosisuntersuchung ermöglicht werden würde. Des Weiteren würden auch Untersuchungen von der Verbesserung der herkömmlichen Bildqualität profitieren, bei denen das System noch genügend Leistungsreserven hat, so dass ein K-Kanten-Filter mit einer Dicke zwischen 50 und 500 μm verwendet werden kann. Generell wäre dies bei der pädiatrischen Bildgebung der Fall, die im Allgemeinen bei niedrigerer Leistung als Untersuchungen von Erwachsenen durchgeführt werden [109].

Für zukünftige Anwendungen wäre es denkbar, dass mit neu zugelassenen Kontrastmitteln in der CT die Bildgebung mit zwei Kontrastmitteln möglich wird, bei der dann aber auch mindestens drei spektrale Datensätze benötigt werden würden (Abschnitt 3.1). Photonenzählende Detektoren müssten dafür mit mindestens drei Energieschwellen beziehungsweise -fenstern betrieben werden. Dabei würden sich dann, durch die oben genannten Effekte, ähnliche Überlagerungen der Detektorantwortfunktion ergeben, wie bei dem dieser Arbeit zugrunde liegenden Detektor. Durch eine Kombination von zwei Filtermaterialien mit jeweils einer K-Kante an geeigneter Position im Röntgenspektrum ließen sich voraussichtlich dabei die Überlagerungen reduzieren und die spektrale Trennung verbessern.

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass die spektrale Bildgebung mit photonenzählenden Detektoren in der CT durch Filtermaterialien mit einer K-Kante im Röntgenspektrum verbessert werden kann. Bei Un-

tersuchungen auf einem normalen Dosisniveau ist dies ohne Reduktion der herkömmlichen Bildqualität mit einem 50 μm dünnen Hafniumfilter möglich. In Simulationen mit ultra-niedriger Strahlenexposition (durch Einsatz eines 500 μm dicken Hafniumfilters) ist sogar eine Verbesserung der herkömmlichen Bildqualität erreichbar.

Teil IV

ANHANG

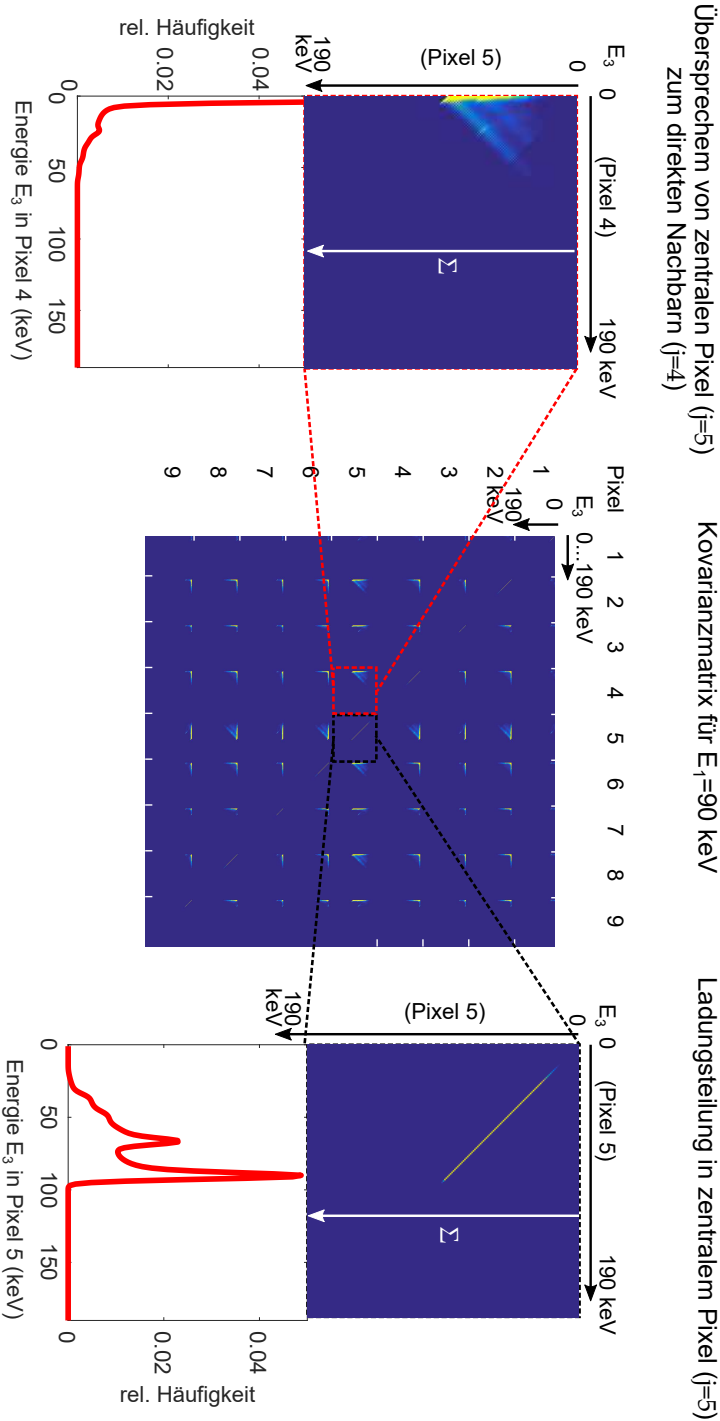


Abbildung A.1: Kovarianzmatrix C mit $E_1 = 90$ keV in 1-keV-Schritten und für 3×3 Pixel. Skala von 0 bis $1 \cdot 10^{-3}$.

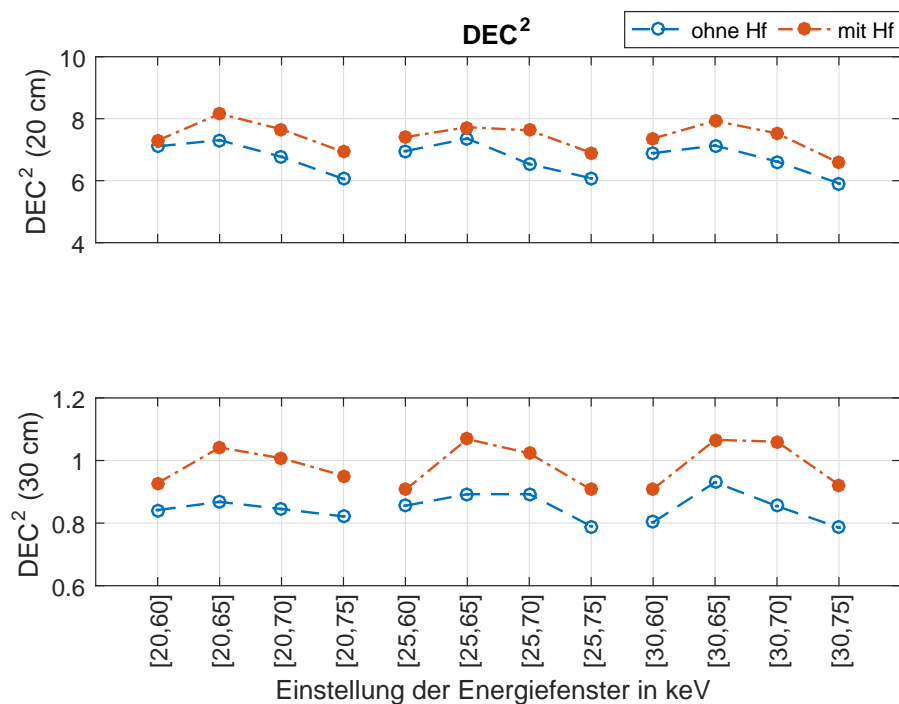


Abbildung B.1: DEC² in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 20/30 cm jeweils mit und ohne 50 μ m Hafniumfilter mit einem 120 kV Röntgenspektrum.

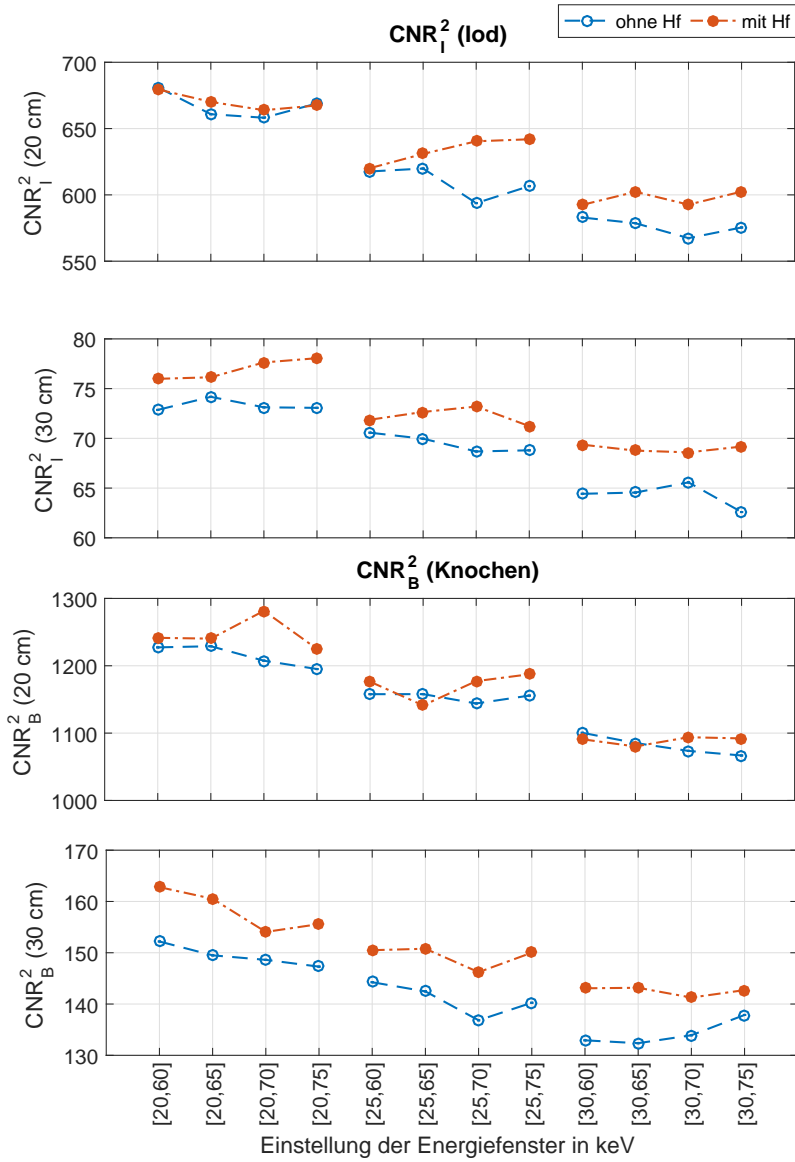


Abbildung B.2: CNR_I^2 und CNR_B^2 in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 20/30 cm jeweils mit und ohne 50 μ m Hafniumfilter mit einem 120 kV Röntgenspektrum.

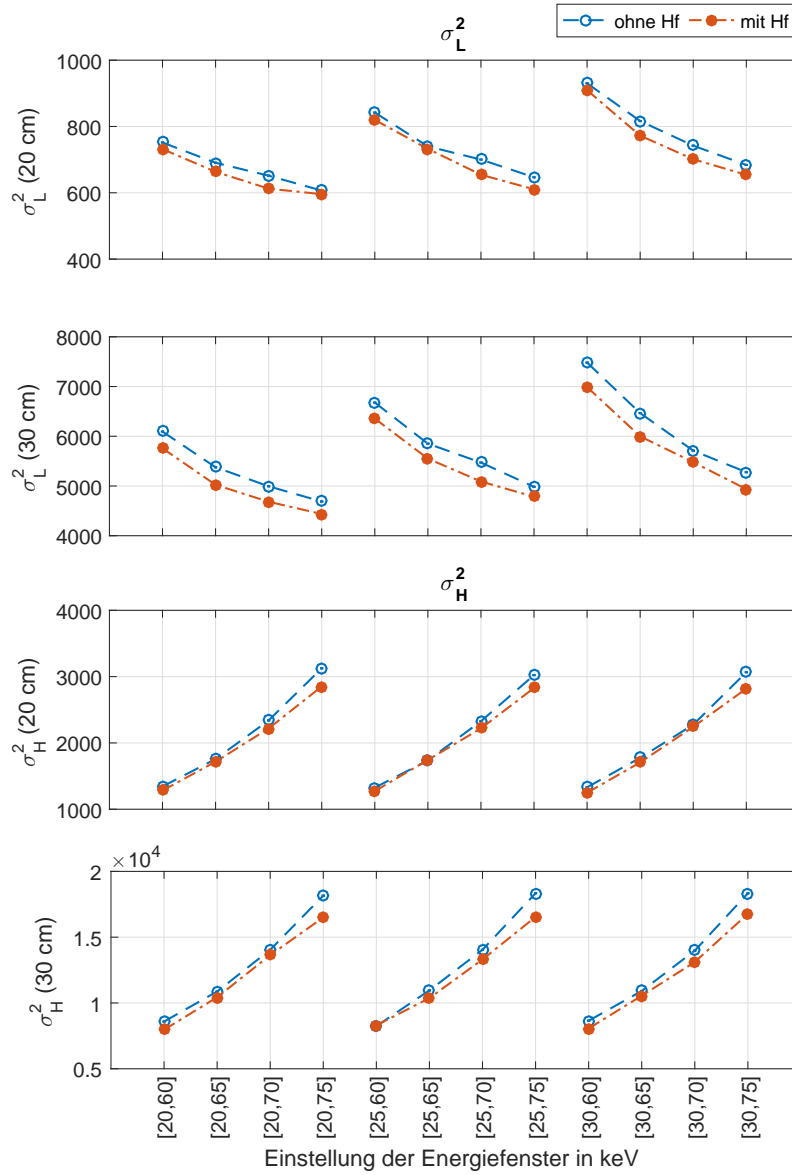


Abbildung B.3: σ_L^2 und σ_H^2 in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 20/30 cm jeweils mit und ohne 50 μm Hafniumfilter mit einem 120 kV Röntgenspektrum (Einheit HU^2).

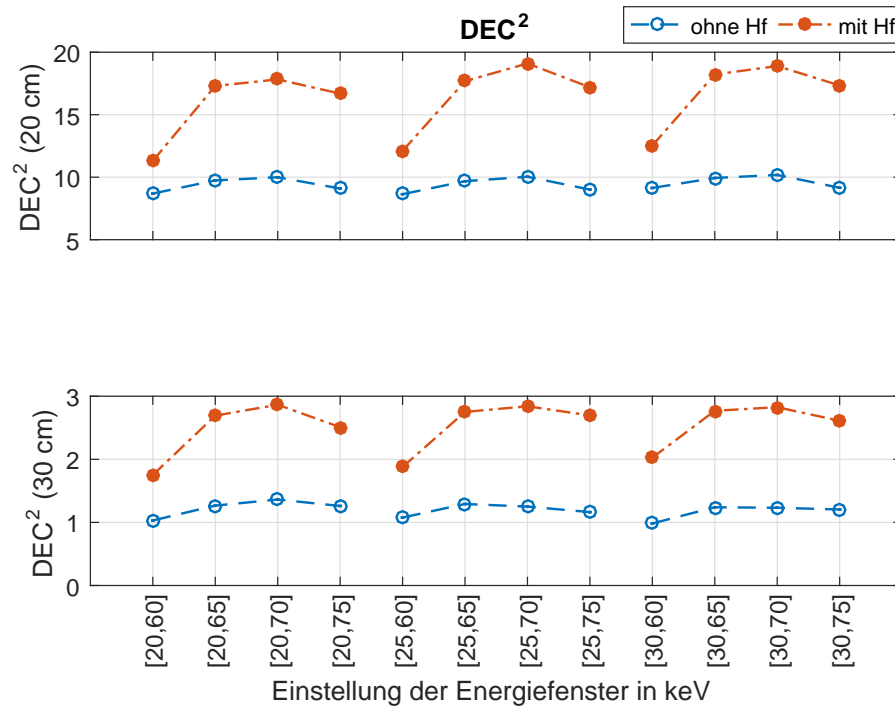


Abbildung B.4: DEC² in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 20/30 cm jeweils mit und ohne 500 μ m Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum.

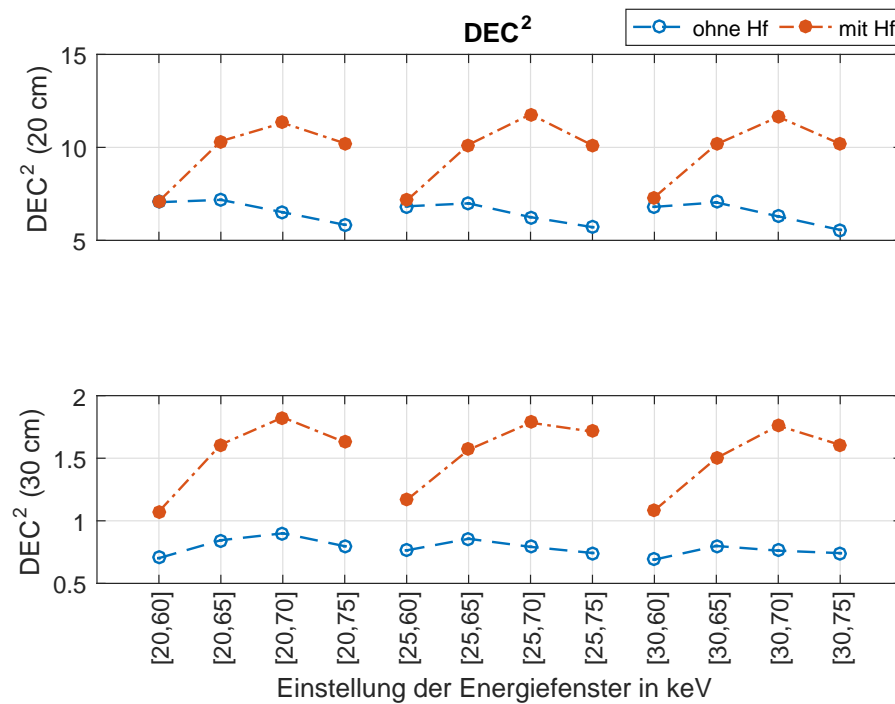


Abbildung B.5: DEC² in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 20/30 cm jeweils mit und ohne 500 μ m Hafniumfilter mit einem 120 kV Röntgenspektrum.

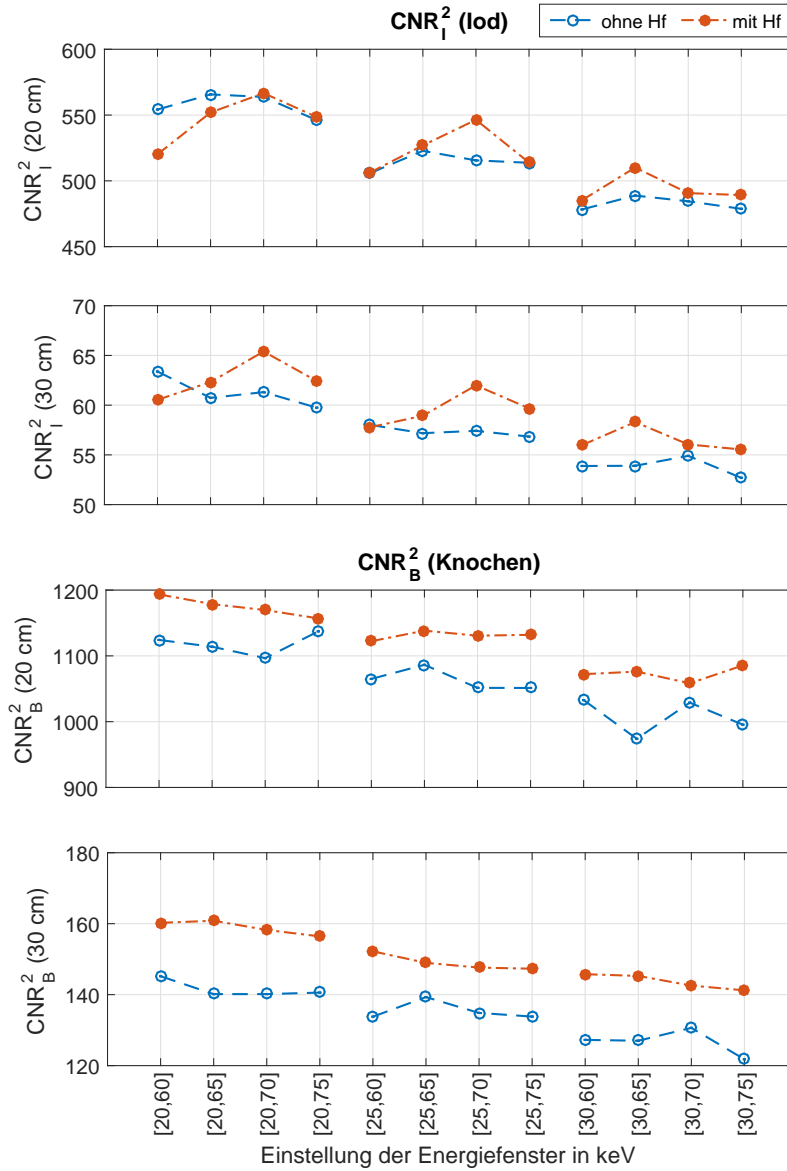


Abbildung B.6: CNR_I^2 und CNR_B^2 in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 20/30 cm jeweils mit und ohne 500 μ m Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum.

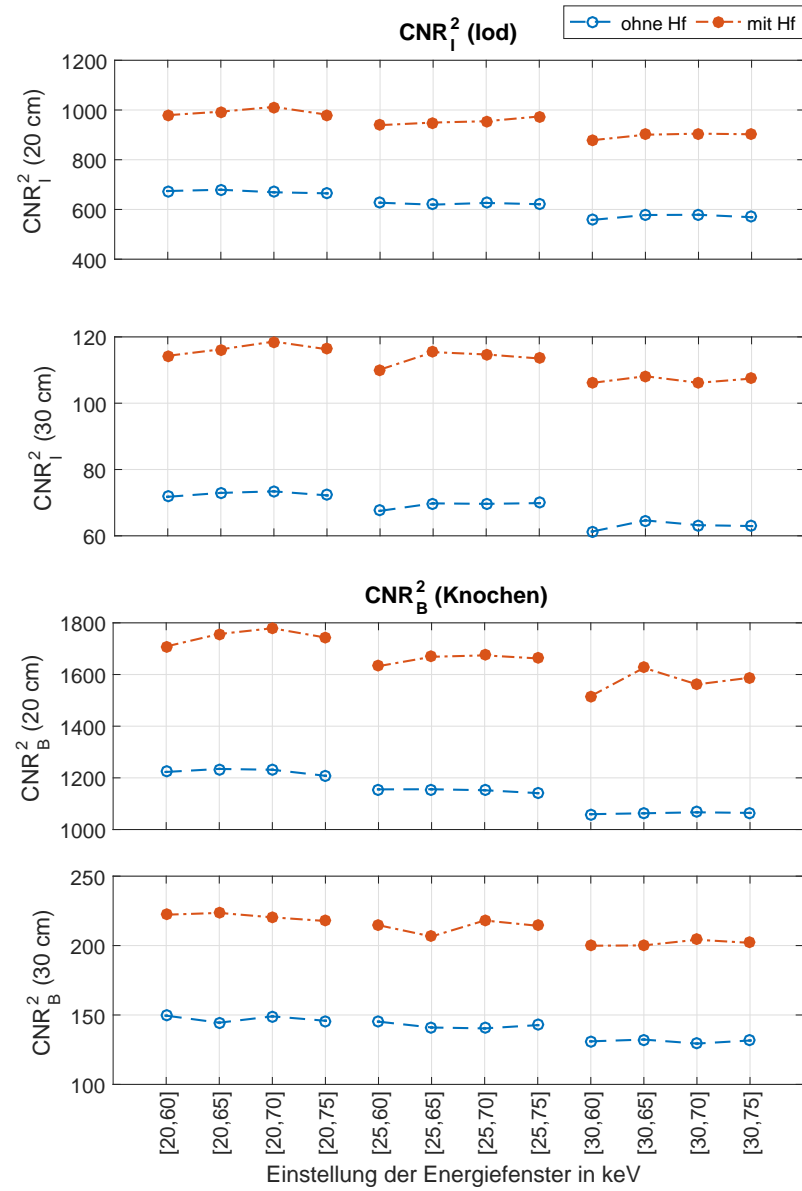


Abbildung B.7: CNR_I^2 und CNR_B^2 in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 20/30 cm jeweils mit und ohne 500 μm Hafniumfilter mit einem 120 kV Röntgenspektrum.

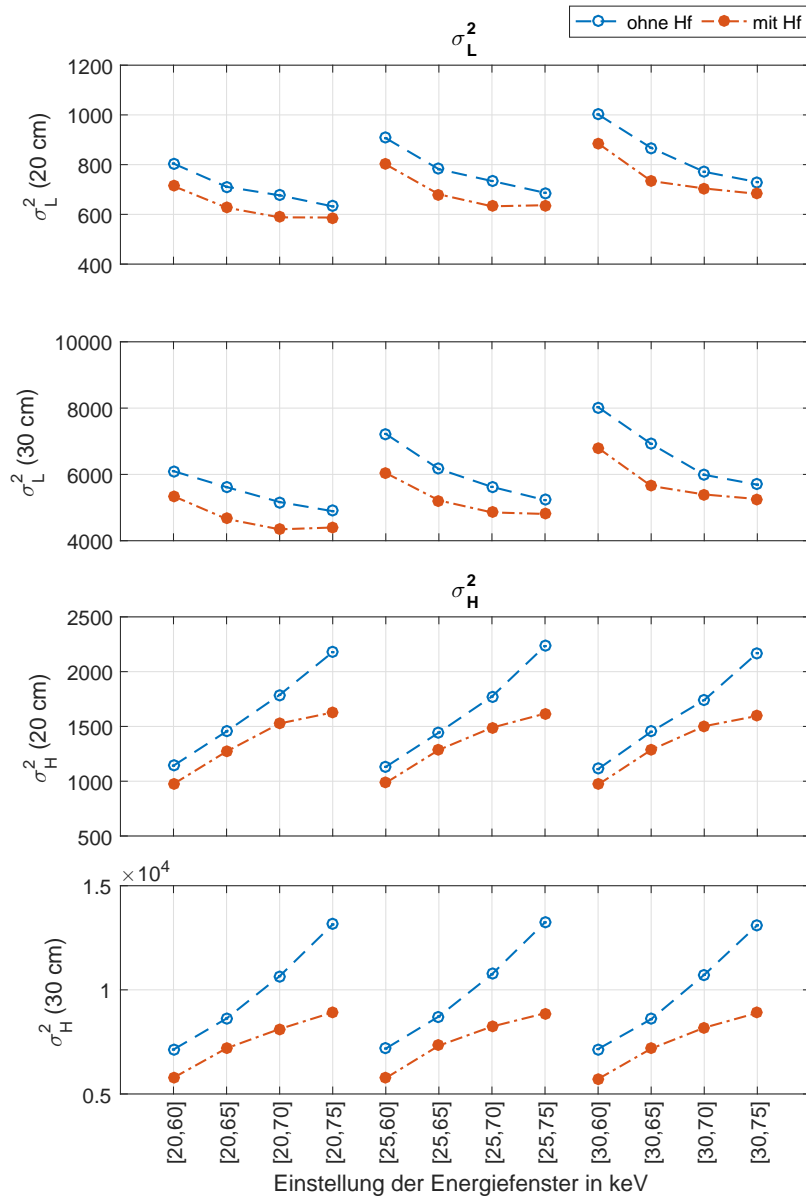


Abbildung B.8: σ_L^2 und σ_H^2 in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 20/30 cm jeweils mit und ohne 500 μm Hafniumfilter mit einem 140 kV Röntgenspektrum (Einheit HU^2).

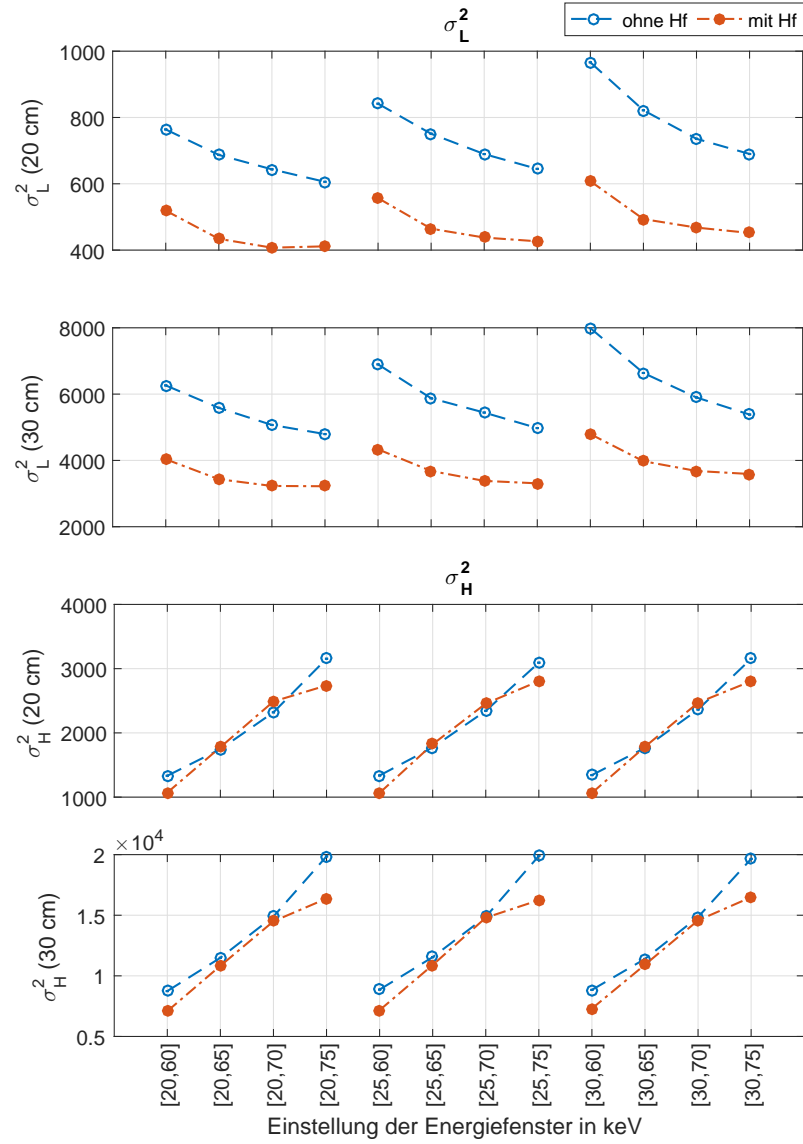


Abbildung B.9: σ_L^2 und σ_H^2 in simulierten Bildern für die Phantomdurchmesser 20/30 cm jeweils mit und ohne 500 μm Hafniumfilter mit einem 120 kV Röntgenspektrum (Einheit HU^2).

Tabelle C.1: Absolute auf Dosis normierte Messgrößen für die spektrale Routineuntersuchung (Simulation).

kV	cm	Hf	DEC ²	CNR _f ²	CNR _B ²	σ_f^2 in HU ²	σ_B^2 in HU ²
140	10	50 µm	82,78(83)	5241,03(28,44)	9497,30(63,43)	84,66(1,71)	255,15(16,05)
140	10	-	75,28(80)	5635,07(76,91)	9710,08(105,61)	84,74(1,44)	262,28(17,29)
140	20	50 µm	11,41(5)	539,68(2,59)	1124,84(5,19)	685,95(15,48)	1510,97(85,42)
140	20	-	10,20(7)	558,01(7,98)	1144,43(9,37)	690,43(11,42)	1557,25(95,08)
140	30	50 µm	1,58(2)	61,60(38)	147,12(1,46)	5059,77(128,47)	8631,74(457,35)
140	30	-	1,37(2)	62,97(58)	147,05(1,28)	5136,72(107,38)	9254,42(503,15)
140	40	50 µm	0,21(0)	7,08(1)	20,23(15)	37506,53(848,69)	51581,38(2565,54)
140	40	-	0,17(1)	7,27(8)	19,76(35)	38629,69(1082,15)	55248,74(2702,11)
120	20	50 µm	7,58(36)	667,15(1,82)	1248,94(16,88)	623,87(20,28)	2262,16(328,30)
120	20	-	6,71(36)	662,66(3,24)	1210,54(9,90)	649,56(24,23)	2407,17(396,47)
120	30	50 µm	1,00(3)	77,28(58)	156,72(1,95)	4714,30(170,06)	13523,26(1753,13)
120	30	-	0,84(1)	73,45(36)	148,47(64)	5019,44(199,31)	14356,14(2109,44)

Tabelle C.2: Absolute auf Dosis normierte Messgrößen für die spektrale Ultraniedrigdosisuntersuchung (Simulation).

kV	cm	Hf	DEC ²	CNR _I ²	CNR _B ²	σ_L^2 in HU ²	σ_H^2 in HU ²
140	20	500 μ m	17,27(33)	555,71(5,56)	1168,45(6,30)	600,78(13,15)	1475,47(106,08)
140	20	-	9,61(27)	558,53(6,25)	1115,91(11,79)	673,17(22,79)	1806,91(209,02)
140	30	500 μ m	2,69(10)	63,38(1,01)	158,50(1,28)	4466,30(96,56)	8077,44(497,86)
140	30	-	1,30(3)	60,60(46)	140,30(14)	5224,59(211,60)	10808,30(1306,42)
120	20	500 μ m	10,62(35)	995,61(9,07)	1759,65(10,43)	417,54(8,32)	2335,05(288,05)
120	20	-	6,51(39)	671,09(4,26)	1224,61(8,37)	645,56(23,45)	2407,20(408,49)
120	30	500 μ m	1,69(7)	117,03(78)	220,52(1,68)	3294,40(69,26)	13901,25(1629,17)
120	30	-	0,85(3)	72,85(35)	146,43(1,35)	5149,50(231,61)	15413,32(2429,08)

Tabelle C.3: Absolute auf Dosis normierte Messgrößen für die spektrale Routineuntersuchung (Experiment). Parameter: 140 kV, 20/65 keV und 20/70 keV.

cm	Hf	DEC ²	CNR _f ²	CNR _B ²	σ_L^2 in HU ²	σ_H^2 in HU ²
140 kV, 20/65 keV						
10	50 μ m	52,30 (0,64)	3478,44 (37,12)	7408,14 (158,65)	132,80 (3,18)	211,98 (1,27)
10	-	44,48 (1,17)	3707,95 (33,26)	7608,40 (225,03)	134,41 (1,73)	221,61 (6,48)
20	50 μ m	8,24 (27)	468,07 (11,28)	1120,99 (19,22)	789,68 (12,08)	1155,31 (37,49)
20	-	6,93 (26)	494,83 (14,42)	1160,38 (23,32)	792,75 (18,59)	1213,83 (39,60)
30	50 μ m	1,16 (3)	56,20 (2,83)	157,88 (2,45)	4908,11 (91,88)	6201,79 (138,44)
30	-	0,91 (1)	57,17 (1,12)	156,44 (4,02)	5209,23 (68,43)	6745,02 (104,28)
40	50 μ m	0,17 (1)	6,68 (15)	22,58 (40)	28596,47 (448,23)	31231,84 (355,11)
40	-	0,13 (2)	6,52 (20)	21,33 (32)	31197,06 (723,92)	33984,88 (542,11)
140 kV, 20/70 keV						
10	50 μ m	52,75 (0,69)	3544,60 (81,55)	7315,83 (145,68)	124,85 (1,94)	258,50 (13,94)
10	-	45,61 (1,34)	3747,67 (32,60)	7678,25 (123,66)	124,59 (0,83)	271,91 (7,12)
20	50 μ m	8,44 (34)	470,10 (14,24)	1129,90 (26,20)	736,89 (8,72)	1377,15 (34,64)
20	-	7,37 (11)	503,28 (16,27)	1191,53 (24,69)	726,07 (15,58)	1483,87 (28,91)
30	50 μ m	1,19 (2)	56,76 (1,43)	159,21 (3,28)	4592,91 (112,72)	7422,92 (104,54)
30	-	1,00 (2)	57,20 (67)	158,48 (2,87)	4840,65 (46,03)	8145,59 (46,76)
40	50 μ m	0,18 (1)	6,87 (14)	23,00 (65)	26661,86 (330,16)	35731,69 (1071,69)
40	-	0,14 (1)	6,50 (16)	21,04 (45)	30700,85 (635,56)	39757,38 (99,97)

RELATIVE MESSGRÖSSEN – ABBILDUNGEN

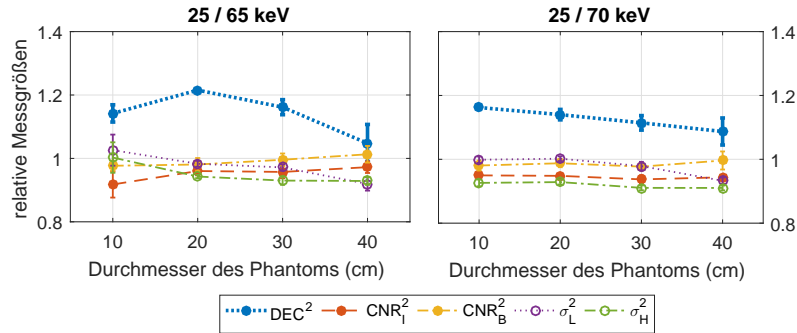


Abbildung D.1: Relative Messgrößen im Experiment mit 50 µm Hafniumfilter bei 140 kV und Energiefenstereinstellung 25/65 keV bzw. 25/70 keV.

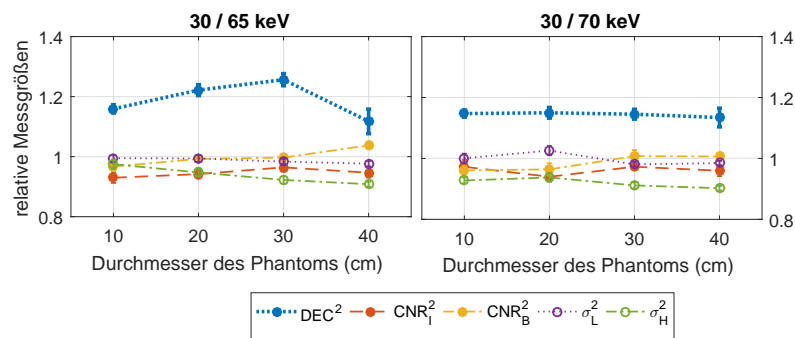
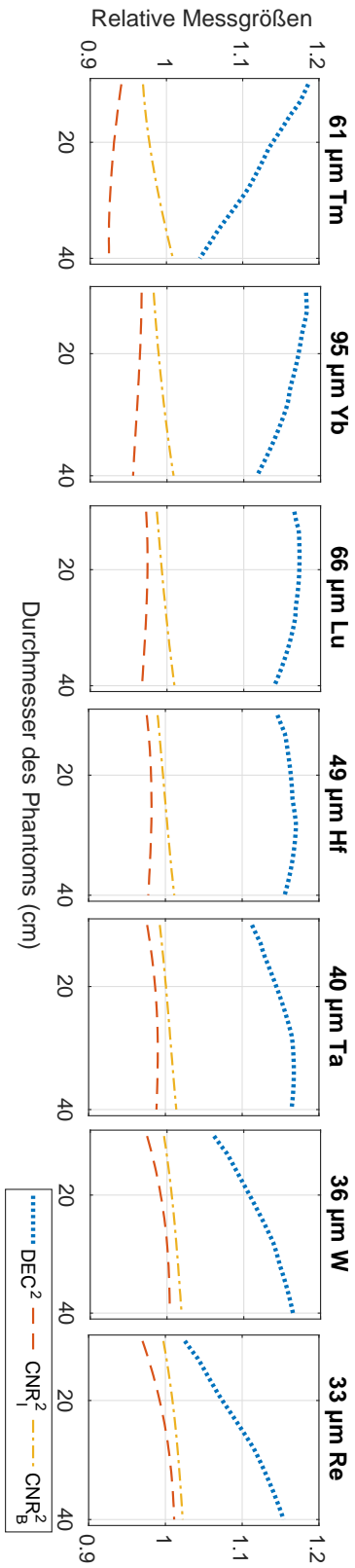
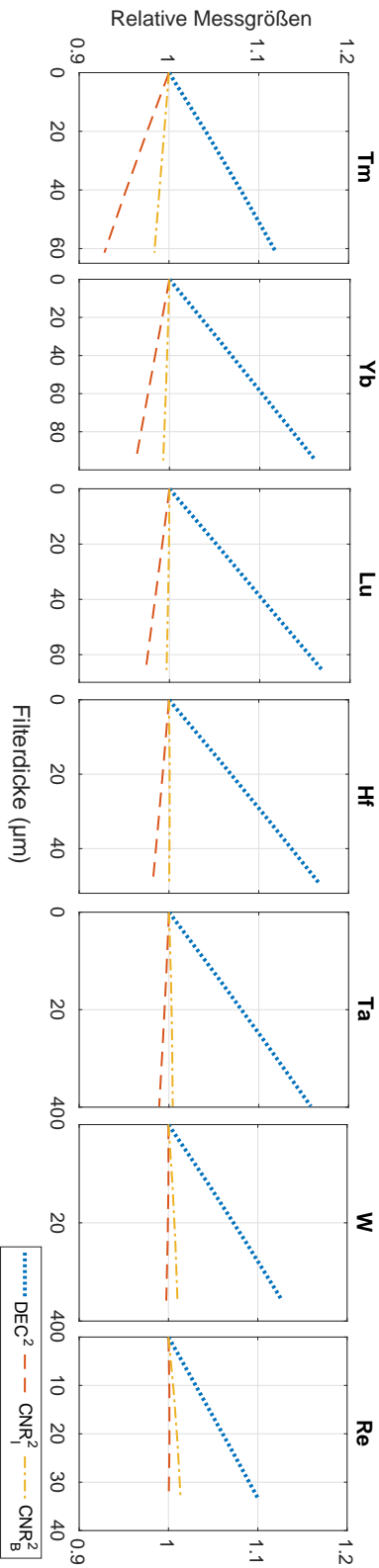


Abbildung D.2: Relative Messgrößen im Experiment mit 50 µm Hafniumfilter bei 140 kV und Energiefenstereinstellung 30/65 keV bzw. 30/70 keV.



(a) Abhängigkeit vom Phantomdurchmesser



(b) Abhängigkeit von der Filterdicke

Abbildung D.3: Ergebnis der Nadelstrahlsimulation. Dargestellt sind die relativen Messgrößen DEC^2 , CNR_I^2 und CNR_B^2 für die Filtermaterialien Thulium, Ytterbium, Lutetium, Hafnium, Tantal, Wolfram und Rhenium (a) in Abhängigkeit des Phantomdurchmessers und (b) in Abhängigkeit von der Filterdicke.

LITERATUR

- [1] Durst, J. 2008a. „Modellierung und Simulation physikalischer Eigenschaften photonenzählender Röntgenpixeldetektoren für die Bildgebung“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg. URL: https://ecap.nat.fau.de/wp-content/uploads/2017/05/2008_Durst_Dissertation.pdf.
- [2] Buzug, T. M. 2008b. *Computed tomography: from photon statistics to modern cone-beam CT*. Springer Science & Business Media.
- [3] Hecken. Apr. 2018. *Beschluss des Gemeinsamen Bundesausschusses über die Erstfassung der Regelungen zu einem gestuften System von Notfallstrukturen in Krankenhäusern*. Techn. Ber. Gemeinsamer Bundesausschuss.
- [4] Oppelt, A. 2008c. *Imaging Systems for Medical Diagnostics: Fundamentals, Technical Solutions and Applications for Systems Applying Ionizing Radiation, Nuclear Magnetic Resonance and Ultrasound*. Publicis. ISBN: 3895782262.
- [5] Heismann, B. J., Schmidt, B. T. und Flohr, T. G. 2012a. *Spectral Computed Tomography*. Hrsg. von SPIE. SPIE.
- [6] McCollough, C. H., Leng, S., Yu, L. und Fletcher, J. G. 2015a. „Dual-and multi-energy CT: principles, technical approaches, and clinical applications“. In: *Radiology* 276.3, S. 637–653. DOI: [10.1148/radiol.2015142631](https://doi.org/10.1148/radiol.2015142631).
- [7] Taguchi, K. und Iwanczyk, J. S. 2013a. „Vision 20/20: Single photon counting x-ray detectors in medical imaging“. In: *Medical Physics* 40.10.
- [8] Willemink, M. J., Persson, M., Pourmorteza, A., Pelc, N. J. und Fleischmann, D. 2018b. „Photon-counting CT: technical principles and clinical prospects“. In: *Radiology* 289.2, S. 293–312.
- [9] Council, N. R. 2006a. *Health Risks from Exposure to Low Levels of Ionizing Radiation: BEIR VII Phase 2*. The National Academies Press. ISBN: 978-0-309-09156-5. DOI: [10.17226/11340](https://doi.org/10.17226/11340).
- [10] ICRP. 2007a. *ICRP Publication 103*. Techn. Ber. The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection.
- [11] Bartholomäus, M. Jan. 2018. *Röntgendiagnostik – Nutzen und Risiken*. Strahlenschutz Konkret. Bundeamt für Strahlenschutz. URL: www.bfs.de.
- [12] Atak, H. und Shikhaliev, P. M. 2016a. „Photon counting x-ray imaging with K-edge filtered x-rays: A simulation study“. In: *Medical Physics* 43.3, S. 1385–1400. DOI: [10.1118/1.4941742](https://doi.org/10.1118/1.4941742).
- [13] Shikhaliev, P. M. 2012b. „Photon counting spectral CT: improved material decomposition with K-edge-filtered x-rays“. In:

- Physics in Medicine & Biology* 57.6, S. 1595. DOI: [10.1088/0031-9155/57/6/1595](https://doi.org/10.1088/0031-9155/57/6/1595).
- [14] Röntgen, W. C. 1896. „Über eine neue Art von Strahlen“. In: *Sitzungsberichte der Würzburger Physik.-medic. Gesellschaft*. Springer, S. 2–16.
 - [15] Demtröder, W. 2000a. *Experimentalphysik* 3. Springer, Berlin, Heidelberg.
 - [16] Slavin, P. E. 1969. „X-ray helical scanning means for displaying an image of an object within the body being scanned“. US3432657A.
 - [17] Kalender, W. A., Seissler, W., Klotz, E. und Vock, P. 1990. „Spiral volumetric CT with single-breath-hold technique, continuous transport, and continuous scanner rotation.“ In: *Radiology* 176.1, S. 181–183.
 - [18] Weidinger, T. 2016b. *Computertomographie mit quantenzählenden Detektoren*. Research Series of the Institute of Medical Engineering. Infinite Science Publishing. ISBN: 9783945954300.
 - [19] Dössel, O. 2016c. *Bildgebende Verfahren in der Medizin: Von der Technik zur medizinischen Anwendung*. Springer Vieweg. ISBN: 978-3-642-54406-4.
 - [20] Thomson, J. J. 1904. „On the structure of the atom: an investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle; with application of the results to the theory of atomic structure“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 7.39, S. 237–265. DOI: [10.1080/14786440409463107](https://doi.org/10.1080/14786440409463107).
 - [21] Krieger, H. 2012c. *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. Springer. ISBN: 978-3-8348-2238-3. DOI: [10.1007/978-3-8348-2238-3](https://doi.org/10.1007/978-3-8348-2238-3).
 - [22] Speller, R. D. und Horrocks, J. A. 1991. „Photon scattering - a new source of information in medicine and biology?“ In: *Physics in Medicine & Biology* 36.1, S. 1. DOI: [10.1088/0031-9155/36/1/001](https://doi.org/10.1088/0031-9155/36/1/001).
 - [23] Compton, A. H. Mai 1923. „A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements“. In: *Phys. Rev.* 21 (5), S. 483–502. DOI: [10.1103/PhysRev.21.483](https://doi.org/10.1103/PhysRev.21.483).
 - [24] Klein, O. und Nishina, Y. Nov. 1929. „Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac“. In: *Zeitschrift für Physik* 52.11, S. 853–868. DOI: [10.1007/BF01366453](https://doi.org/10.1007/BF01366453).
 - [25] Alvarez, R. E. und Macovski, A. 1976a. „Energy-selective reconstructions in X-ray computerised tomography“. In: *Physics in Medicine & Biology* 21.5, S. 733.

- [26] White, D. R. 1977a. „An analysis of the Z-dependence of photon and electron interactions“. In: *Physics in Medicine & Biology* 22.2, S. 219. DOI: [10.1088/0031-9155/22/2/003](https://doi.org/10.1088/0031-9155/22/2/003).
- [27] Heismann, B., Bätz, L., Pham-Gia, K., Metzger, W., Niederlöhner, D. und Wirth, S. 2008d. „Signal transport in Computed Tomography detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 591.1. Radiation Imaging Detectors 2007, S. 28–33. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2008.03.018](https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.03.018).
- [28] Stierstorfer, K., Rauscher, A., Boese, J., Bruder, H., Schaller, S. und Flohr, T. 2004a. „Weighted FBP - a simple approximate 3D FBP algorithm for multislice spiral CT with good dose usage for arbitrary pitch“. In: *Physics in Medicine & Biology* 49.11, S. 2209.
- [29] Commission, I. E. 2004b. *Evaluation and routine testing in medical imaging departments, Part 3-5: Acceptance tests, Imaging performance of computed tomography X-ray equipment*. Norm.
- [30] ICRP. 1977b. *ICRP Publication 26*. Techn. Ber. Recommendations of the ICRP.
- [31] Bongartz, G., Golding, S., Jurik, A., Leonardi, M., van Persijn van Meerten, E., Rodríguez, R., Schneider, K. und Calzado, A. März 2004. *European Guidelines for Multislice Computed Tomography*. Techn. Ber. Contract number FIGM-CT2000-20078-CT-TIP. Funded by the European Commission.
- [32] Brady, S. L. und Kaufman, R. A. 2012d. „Investigation of American Association of Physicists in Medicine Report 204 size-specific dose estimates for pediatric CT implementation“. In: *Radiology* 265.3, S. 832–840. DOI: [10.1148/radiol.12120131](https://doi.org/10.1148/radiol.12120131).
- [33] Brink, J. A. und Morin, R. L. 2012e. „Size-specific dose estimation for CT: how should it be used and what does it mean?“ In: *Radiology* 265.3. DOI: [10.1148/radiol.12121919](https://doi.org/10.1148/radiol.12121919).
- [34] Roessl, E. und Proksa, R. 2007b. „K-edge imaging in x-ray computed tomography using multi-bin photon counting detectors“. In: *Physics in Medicine & Biology* 52.15, S. 4679. DOI: [10.1088/0031-9155/52/15/020](https://doi.org/10.1088/0031-9155/52/15/020).
- [35] Liu, X., Yu, L., Primak, A. N. und McCollough, C. H. 2009a. „Quantitative imaging of element composition and mass fraction using dual-energy CT: Three-material decomposition“. In: *Medical Physics* 36.5, S. 1602–1609.
- [36] Lee, O., Kappler, S., **Polster, C.** und Taguchi, K. 2017a. „Estimation of basis line-integrals in a spectral distortion-modeled photon counting detector using low-rank approximation-based x-ray transmittance modeling: K-edge imaging application“. In: *IEEE Transactions on Medical Imaging*. DOI: [10.1109/TMI.2017.2746269](https://doi.org/10.1109/TMI.2017.2746269).

- [37] Gutjahr, R. 2015b. „Predevelopment of Dual-Energy Algorithms for Photon Counting Detector Computed Tomography“. Magisterarb. Technische Universität München.
- [38] Maaß, C., Knaup, M. und Kachelrieß, M. 2011a. „New approaches to region of interest computed tomography“. In: *Medical Physics* 38.6, S. 2868–2878. DOI: [10.1118/1.3583696](https://doi.org/10.1118/1.3583696).
- [39] Johnson, T. R. C. Nov. 2012. „Dual-Energy CT: General Principles“. In: *American Journal of Roentgenology* 199.5, S3–S8. ISSN: 0361-803X. DOI: [10.2214/AJR.12.9116](https://doi.org/10.2214/AJR.12.9116).
- [40] Petersilka, M., Stierstorfer, K., Bruder, H. und Flohr, T. 2010a. „Strategies for scatter correction in dual source CT“. In: *Medical Physics* 37.11, S. 5971–5992. DOI: [10.1118/1.3504606](https://doi.org/10.1118/1.3504606).
- [41] Hsieh, J. 2009b. „TU-E-210A-01: Dual-Energy CT with Fast-KVp Switch“. In: *Medical Physics* 36.6, S. 2749–2749. DOI: [10.1118/1.3182432](https://doi.org/10.1118/1.3182432).
- [42] Kaemmerer, N., Brand, M., Hammon, M., May, M., Wuest, W., Krauss, B., Uder, M. und Lell, M. M. 2016d. „Dual-Energy Computed Tomography Angiography of the Head and Neck With Single-Source Computed Tomography: A New Technical (Split Filter) Approach for Bone Removal“. In: *Investigative Radiology* 51.10, S. 618–623. DOI: [10.1097/RLI.000000000000290](https://doi.org/10.1097/RLI.000000000000290).
- [43] Euler, A., Parakh, A., Falkowski, A. L., Manneck, S., Dashti, D., Krauss, B., Szucs-Farkas, Z. und Schindera, S. T. 2016e. „Initial Results of a Single-Source Dual-Energy Computed Tomography Technique Using a Split-Filter: Assessment of Image Quality, Radiation Dose, and Accuracy of Dual-Energy Applications in an In Vitro and In Vivo Study“. In: *Investigative Radiology* 51.8, S. 491–498. DOI: [10.1097/RLI.000000000000257](https://doi.org/10.1097/RLI.000000000000257).
- [44] Altman, A. und Carmi, R. 2009c. „TU-E-210A-03: A Double-Layer Detector, Dual-Energy CT – Principles, Advantages and Applications“. In: *Medical Physics* 36.6, S. 2750. DOI: [10.1118/1.3182434](https://doi.org/10.1118/1.3182434).
- [45] Yu, Z. u. a. 2015c. „Initial results from a prototype whole-body photon-counting computed tomography system“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 9412. NIH Public Access, 94120W. DOI: [10.1117/12.2082739](https://doi.org/10.1117/12.2082739).
- [46] Pourmorteza, A. u. a. 2016f. „Abdominal imaging with contrast-enhanced photon-counting CT: first human experience“. In: *Radiology* 279.1, S. 239–245. DOI: [10.1148/radiol.2016152601](https://doi.org/10.1148/radiol.2016152601).
- [47] Leng, S., Yu, L., Wang, J., Fletcher, J. G., Mistretta, C. A. und McCollough, C. H. 2011b. „Noise reduction in spectral CT: Reducing dose and breaking the trade-off between image noise and energy bin selection“. In: *Medical Physics* 38.9, S. 4946–4957. DOI: [10.1118/1.3609097](https://doi.org/10.1118/1.3609097).
- [48] Muenzel, D. u. a. 2016g. „Spectral photon-counting CT: Initial experience with dual-contrast agent K-edge colonography“. In: *Radiology* 283.3, S. 723–728. DOI: [10.1148/radiol.2016160890](https://doi.org/10.1148/radiol.2016160890).

- [49] Muenzel, D. u. a. 2017b. „Simultaneous dual-contrast multi-phase liver imaging using spectral photon-counting computed tomography: a proof-of-concept study“. In: *European radiology experimental* 1.1, S. 25. DOI: [10.1186/s41747-017-0030-5](https://doi.org/10.1186/s41747-017-0030-5).
- [50] Siffert, P. 1994. „Cadmium telluride and related materials as X-and gamma-ray detectors: A review of recent progress“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 2305, S. 98–109. DOI: [10.1117/12.187258](https://doi.org/10.1117/12.187258).
- [51] Eisen, Y., Shor, A. und Mardor, I. 1999. „CdTe and CdZnTe gamma ray detectors for medical and industrial imaging systems“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 428.1, S. 158–170. DOI: [10.1016/S0168-9002\(99\)00003-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00003-0).
- [52] Guni, E. 2012g. „Untersuchung von CdTe als Sensormaterial für die spektroskopische Röntgenbildgebung“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg. URL: https://ecap.nat.fau.de/wp-content/uploads/2017/05/2012_Guni-Dissertation.pdf.
- [53] Spieler, H. 2005a. *Semiconductor Detector Systems*. Oxford University Press. ISBN: 0198527845.
- [54] Leo, W. R. 2012h. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer. ISBN: 978-3-642-57920-2. DOI: [10.1007/978-3-642-57920-2](https://doi.org/10.1007/978-3-642-57920-2).
- [55] Cullen, D. E., Hubbell, J. H. und Kissel, L. 1997. „EPDL97: the evaluated photon data library,'97 version“. In: *UCRL-50400* 6 5, S. 1–35.
- [56] Fano, U. Juli 1947. „Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions“. In: *Phys. Rev.* 72 (1), S. 26–29. DOI: [10.1103/PhysRev.72.26](https://doi.org/10.1103/PhysRev.72.26).
- [57] Devanathan, R., Corrales, L., Gao, F. und Weber, W. 2006b. „Signal variance in gamma-ray detectors - A review“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 565.2, S. 637–649. ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2006.05.085](https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.085).
- [58] Agostinelli, S. u. a. 2003a. „Geant4—a simulation toolkit“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3, S. 250–303. DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
- [59] Puri, S., Chand, B., Mehta, D., Garg, M., Singh, N. und Trehan, P. 1995a. „K and L Shell X-Ray Fluorescence Cross Sections“. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 61.2, S. 289–311. DOI: [10.1006/adnd.1995.1012](https://doi.org/10.1006/adnd.1995.1012).
- [60] Scofield, J. Jan. 1973. *Theoretical photoionization cross sections from 1 to 1500 keV*. Techn. Ber. Californica University, Lawrence Livermore Lab. DOI: [10.2172/4545040](https://doi.org/10.2172/4545040).

- [61] Canali, C., Martini, M., Ottaviani, G. und Zanio, K. R. Juli 1971. „Transport Properties of CdTe“. In: *Phys. Rev. B* 4 (2), S. 422–431. DOI: [10.1103/PhysRevB.4.422](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.4.422).
- [62] Spieler, H. G. und Haller, E. E. Feb. 1985. „Assessment of Present and Future Large-Scale Semiconductor Detector Systems“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 32.1, S. 419–426. ISSN: 0018-9499. DOI: [10.1109/TNS.1985.4336867](https://doi.org/10.1109/TNS.1985.4336867).
- [63] Kreisler, B. 2010b. „Simulation of medical irradiation and X-ray detector signals“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg. URL: <https://ecap.nat.fau.de/wp-content/uploads/2017/05/2010-Kreisler-Dissertation.pdf>.
- [64] Korn, A. 2007c. „Spektrale und bildgebende Eigenschaften photonenzählender Röntgendetektoren am Beispiel des Medipix-Detektors“. In: *Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg*.
- [65] Guni, E. 2007d. „Vorbereitende Messungen und Simulationen für die Untersuchung des Medipix2 mit CdTe als Sensormaterial“. In: *Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg*.
- [66] Shockley, W. 1938. „Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge“. In: *Journal of Applied Physics* 9.10, S. 635–636. DOI: [10.1063/1.1710367](https://doi.org/10.1063/1.1710367).
- [67] Ramo, S. Sep. 1939. „Currents Induced by Electron Motion“. In: *Proceedings of the IRE* 27.9, S. 584–585. DOI: [10.1109/JRPROC.1939.228757](https://doi.org/10.1109/JRPROC.1939.228757).
- [68] Castoldi, A., Gatti, E. und Rehak, P. Feb. 1996. „Three dimensional analytical solution of the Laplace equation suitable for semiconductor detector design“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43.1, S. 256–265. ISSN: 0018-9499. DOI: [10.1109/23.485964](https://doi.org/10.1109/23.485964).
- [69] Radeka, V. 1988. „Low-Noise Techniques in Detectors“. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 38.1, S. 217–277. DOI: [10.1146/annurev.ns.38.120188.001245](https://doi.org/10.1146/annurev.ns.38.120188.001245).
- [70] Barrett, H. H., Eskin, J. D. und Barber, H. B. Juli 1995. „Charge Transport in Arrays of Semiconductor Gamma-Ray Detectors“. In: *Phys. Rev. Lett.* 75 (1), S. 156–159. DOI: [10.1103/PhysRevLett.75.156](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.156).
- [71] Shikhaliev, P. M. 2005b. „Beam hardening artefacts in computed tomography with photon counting, charge integrating and energy weighting detectors: a simulation study“. In: *Physics in Medicine & Biology* 50.24, S. 5813. DOI: [10.1088/0031-9155/50/24/004](https://doi.org/10.1088/0031-9155/50/24/004).
- [72] Wielopolski, L. und Gardner, R. P. 1976b. „Prediction of the pulse-height spectral distortion caused by the peak pile-up effect“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 133.2, S. 303–309. DOI: [10.1016/0029-554X\(76\)90623-6](https://doi.org/10.1016/0029-554X(76)90623-6).

- [73] Taguchi, K., Srivastava, S., Kudo, H. und Barber, W. C. Okt. 2009. „Enabling photon counting clinical X-ray CT“. In: *2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*, S. 3581–3585. DOI: [10.1109/NSSMIC.2009.5401823](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2009.5401823).
- [74] Taguchi, K., Frey, E. C., Wang, X., Iwanczyk, J. S. und Barber, W. C. 2010c. „An analytical model of the effects of pulse pileup on the energy spectrum recorded by energy resolved photon counting x-ray detectors“. In: *Medical Physics* 37.8, S. 3957–3969. DOI: [10.1118/1.3429056](https://doi.org/10.1118/1.3429056).
- [75] Kappler, S., Hölzer, S., Kraft, E., Stierstorfer, K. und Flohr, T. 2011c. „Quantum-counting CT in the regime of count-rate paralysis: introduction of the pile-up trigger method“. In: *Proc. SPIE*, 79610T–79610T. DOI: [10.1117/12.877939](https://doi.org/10.1117/12.877939).
- [76] Taguchi, K., Srivastava, S., Tang, Q., Caffo, B. S., Iwanczyk, J. S., Hartsough, N. E., Barber, W. C. und Cammin, J. 2012i. „Pulse pileup statistics for energy sensitive photon counting detectors with pulse height analysis“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 8313, S. 8313. DOI: [10.1117/12.911365](https://doi.org/10.1117/12.911365).
- [77] Knoll, G. F. 2000b. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley. ISBN: 0471073385.
- [78] Cola, A. und Farella, I. 2009e. „The polarization mechanism in CdTe Schottky detectors“. In: *Applied Physics Letters* 94.10, S. 102113. DOI: [10.1063/1.3099051](https://doi.org/10.1063/1.3099051).
- [79] Bale, D. S. und Szeles, C. Jan. 2008. „Nature of polarization in wide-bandgap semiconductor detectors under high-flux irradiation: Application to semi-insulating $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ “. In: *Phys. Rev. B* 77 (3), S. 035205. DOI: [10.1103/PhysRevB.77.035205](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.035205).
- [80] Szeles, C., Soldner, S. A., Vydrin, S., Graves, J. und Bale, D. S. Feb. 2008. „CdZnTe Semiconductor Detectors for Spectroscopic X-ray Imaging“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 55.1, S. 572–582. DOI: [10.1109/TNS.2007.914034](https://doi.org/10.1109/TNS.2007.914034).
- [81] Kappler, S., Glasser, F., Janssen, S., Kraft, E. und Reinwand, M. 2010d. „A research prototype system for quantum-counting clinical CT“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 7622, 7622Z-1–6. DOI: [10.1117/12.844238](https://doi.org/10.1117/12.844238).
- [82] Kappler, S., Hannemann, T., Kraft, E., Kreisler, B., Niederlöhner, D., Stierstorfer, K. und Flohr, T. 2012j. „First results from a hybrid prototype CT scanner for exploring benefits of quantum-counting in clinical CT“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 8313, S. 83130X1–1. DOI: [10.1117/12.911295](https://doi.org/10.1117/12.911295).
- [83] Kappler, S., Henning, A., Krauss, B., Schöck, F., Stierstorfer, K., Weidinger, T. und Flohr, T. 2013b. „Multi-energy performance of a research prototype CT scanner with small-pixel counting detector“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 8668, 8668oO. DOI: [10.1117/12.2006747](https://doi.org/10.1117/12.2006747).

- [84] Kappler, S., Henning, A., Kreisler, B., Schoeck, F., Stierstorfer, K. und Flohr, T. 2014. „Photon counting CT at elevated X-ray tube currents: contrast stability, image noise and multi-energy performance“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 9033, S. 90331C. DOI: [10.1117/12.2043511](https://doi.org/10.1117/12.2043511).
- [85] Yu, Z. u. a. 2016h. „Evaluation of conventional imaging performance in a research whole-body CT system with a photon-counting detector array“. In: *Physics in Medicine & Biology* 61.4, S. 1572. DOI: [10.1088/0031-9155/61/4/1572](https://doi.org/10.1088/0031-9155/61/4/1572).
- [86] Gutjahr, R. u. a. 2016i. „Human imaging with photon counting-based computed tomography at clinical dose levels: contrast-to-noise ratio and cadaver studies“. In: *Investigative radiology* 51.7, S. 421–429. DOI: [10.1097/RLI.0000000000000251](https://doi.org/10.1097/RLI.0000000000000251).
- [87] Leng, S. u. a. 2016j. „A High-Resolution Imaging Technique using a Whole-body, Research Photon Counting Detector CT System“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 9783, S. 97831I-1–6. DOI: [10.1117/12.2217180](https://doi.org/10.1117/12.2217180).
- [88] Yu, Z., Leng, S., Li, Z., Halaweish, A. F., Kappler, S., Ritman, E. L. und McCollough, C. H. 2016k. „How Low Can We Go in Radiation Dose for the Data-Completion Scan on a Research Whole-Body Photon-Counting Computed Tomography System“. In: *Journal of computer assisted tomography* 40.4, S. 663–670.
- [89] Dorn, S., Sawall, S., Maier, J., **Polster, C.**, Faby, S., Uhrig, M., Heinze, S., Schlemmer, H.-P. und Kachelrieß, M. 2019. „Patient size-dependent ultra low dose data completion scan in a whole body photon-counting CT scanner“. In: *ECR - Insights into Imaging*. Bd. 10. DOI: [10.1186/s13244-019-0713-y](https://doi.org/10.1186/s13244-019-0713-y).
- [90] Brix, G., Nekolla, E. und Griebel, J. Apr. 2005. „Strahlenexposition von Patienten durch diagnostische und interventionelle Röntgenanwendungen“. In: *Der Radiologe* 45, S. 340–349. DOI: [10.1007/s00117-005-1184-3](https://doi.org/10.1007/s00117-005-1184-3).
- [91] Taguchi, K., Stierstorfer, K., **Polster, C.**, Lee, O. und Kappler, S. 2018d. „Spatio-energetic cross-talk in photon counting detectors: Numerical detector model (PcTK) and workflow for CT image quality assessment“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 10573. International Society for Optics und Photonics, S. 1057310. DOI: [10.1117/12.2293881](https://doi.org/10.1117/12.2293881).
- [92] Taguchi, K., Stierstorfer, K., **Polster, C.**, Lee, O. und Kappler, S. 2018e. „Spatio-energetic cross-talk in photon counting detectors: Numerical detector model (PcTK) and workflow for CT image quality assessment“. In: *Medical Physics* 45.5, S. 1985–1998. DOI: [10.1002/mp.12863](https://doi.org/10.1002/mp.12863).
- [93] Taguchi, K., **Polster, C.**, Lee, O., Stierstorfer, K. und Kappler, S. 2016l. „Spatio-energetic cross talk in photon counting detectors: Detector model and correlated Poisson data genera-

- tor". In: *Medical Physics* 43.12, S. 6386–6404. DOI: [10.1118/1.4966699](https://doi.org/10.1118/1.4966699).
- [94] Taguchi, K., Stierstorfer, K., **Polster, C.**, Lee, O. und Kappler, S. 2018f. „Spatio-energetic cross-talk in photon counting detectors: NxN binning and sub-pixel masking“. In: *Medical Physics* 45.11, S. 4822–4843. DOI: [10.1002/mp.13146](https://doi.org/10.1002/mp.13146).
- [95] Hertel, M. 2017c. „Simulation Study for Mammography Using Photon Counting Detectors in High Resolution Whole-Body Computed Tomography“. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Masterarbeit, 2017. MS. Karlsruher Institut für Technologie (KIT). URL: <https://ekp-invenio.physik.uni-karlsruhe.de/record/48936>.
- [96] Blobel, V. und Lohrmann, E. 2012k. *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Springer-Verlag.
- [97] American Association of Physicists in Medicine. 2016m. *Lung Cancer Screening CT - Adult Protocols*. URL: <https://www.aapm.org/pubs/CTProtocols/documents/LungCancerScreeningCT.pdf> (besucht am 12. 09. 2017).
- [98] Symons, R., Cork, T. E., Sahbaee, P., Fuld, M. K., Kappler, S., Folio, L. R., Bluemke, D. A. und Pourmorteza, A. 2016n. „Low-dose lung cancer screening with photon-counting CT: a feasibility study“. In: *Physics in Medicine & Biology* 62.1, S. 202. DOI: [10.1088/1361-6560/62/1/202](https://doi.org/10.1088/1361-6560/62/1/202).
- [99] Bronstein, S., Semendjaew, K. A., Musiol, G. und Mühlig, H. 2005d. *Taschenbuch der Mathematik*. Hrsg. von S. Bronstein. Verlag Harri Deutsch.
- [100] Kappler, S. und Wirth, S. 2008g. „Comparison of dual-kVp and dual-layer CT in simulations and real CT system measurements“. In: *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008. NSS'08. IEEE*. IEEE, S. 4828–4831. DOI: [10.1109/NSSMIC.2008.4774322](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2008.4774322).
- [101] Kappler, S., Grasruck, M., Niederlöhner, D., Strassburg, M. und Wirth, S. 2009f. „Dual-energy performance of dual-kVp in comparison to dual-layer and quantum-counting CT system concepts“. In: *Proc. SPIE*. Bd. 7258, S. 725842. DOI: [10.1117/12.811517](https://doi.org/10.1117/12.811517).
- [102] Havla, L., Peller, M., Cyran, C., Nikolaou, K., Reiser, M. und Dietrich, O. 2015d. „Material characterization of dual-energy computed tomographic data using polar coordinates“. In: *Journal of computer assisted tomography* 39.1, S. 134–139. DOI: [10.1097/RCT.000000000000157](https://doi.org/10.1097/RCT.000000000000157).
- [103] Kappler, S., Niederlöhner, D., Stierstorfer, K. und Flohr, T. 2010e. „Contrast-enhancement, image noise and dual-energy simulations for quantum-counting clinical CT“. In: *Proc. SPIE*, 76223H-1–6. DOI: [10.1117/12.843650](https://doi.org/10.1117/12.843650).

- [104] **Polster, C.,** Hahn, K., Kappler, S., Stierstorfer, K., Dietrich, O. und Flohr, T. 2015e. „Computertomographie mit photonenzählenden Detektoren - Verbesserung der Materialzerlegung durch Optimierung des Röhrenspektrums“. In: *Abstractband der 46. Jahrestagung der DGMP*. Deutsche Gesellschaft für Medizinische Physik, S. 244–247.
- [105] **Polster, C.,** Hahn, K., Gutjahr, R., Schöck, F., Kappler, S., Dietrich, O. und Flohr, T. 2016o. „Improving material decomposition by spectral optimization of photon counting computed tomography“. In: *Proc. SPIE*, 97831O-1–7. DOI: [10.1117/12.2216711](https://doi.org/10.1117/12.2216711).
- [106] Chen, Y., Yang, Z., Hu, Y., Yang, G., Zhu, Y., Li, Y., Chen, W. und Toumoulin, C. 2012l. „Thoracic low-dose CT image processing using an artifact suppressed large-scale nonlocal means“. In: *Physics in Medicine and Biology* 57.9, S. 2667. DOI: [10.1088/0031-9155/57/9/2667](https://doi.org/10.1088/0031-9155/57/9/2667).
- [107] Jakobs, T. F., Wintersperger, B. J., Herzog, P., Flohr, T., Suess, C., Knez, A., Reiser, M. F. und Becker, C. R. 2003b. „Ultra-low-dose coronary artery calcium screening using multislice CT with retrospective ECG gating“. In: *European radiology* 13.8, S. 1923–1930. DOI: [10.1007/s00330-003-1895-7](https://doi.org/10.1007/s00330-003-1895-7).
- [108] Raff, G. L., Chinnaiyan, K. M., Share, D. A., Goraya, T. Y., Kazerooni, E. A., Moscucci, M., Gentry, R. E. und Abidov, A. Juni 2009. „Radiation dose from cardiac computed tomography before and after implementation of radiation dose-reduction techniques.“ In: *JAMA* 301.22, S. 2340–8. DOI: [10.1001/jama.2009.814](https://doi.org/10.1001/jama.2009.814).
- [109] Nievelstein, R. A., van Dam, I. M. und van der Molen, A. J. 2010f. „Multidetector CT in children: current concepts and dose reduction strategies“. In: *Pediatric radiology* 40.8, S. 1324–1344.

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, herzlich bedanken.

Mein Dank gilt Prof. Dr. Dr. Maximilian Reiser für die Möglichkeit im Institut für Klinische Radiologie zu promovieren und Prof. Dr. Jens Ricke dies in der Klinik und Poliklinik für Radiologie fortzuführen. Besonderer Dank gilt Dr. Michael Wucherer und Prof. Dr. Dr. Reinhard Loose vom Klinikum Nürnberg, die mich zu dieser Arbeit ermutigt haben.

Ich möchte Prof. Dr. Thomas Flohr und Dr. Karl Stierstorfer in der CT-Physik bei Siemens Healthcare für die Ermöglichung der Zusammenarbeit und die Bereitstellung von Simulations- und Messequipment danken. Mein Dank gilt vor allem auch Dr. Steffen Kappler, meinem Ansprechpartner bei Siemens Healthcare, von dem ich viel über photonenzählende Detektoren, CT-Physik und darüber hinaus gelernt habe.

Bei Prof. Dr. Olaf Dietrich bedanke ich mich ganz herzlich für die wunderbare Betreuung dieser Arbeit mit vielen konstruktiven Ideen und Geduld in Phasen mit zähem Fortschritt. Bei den Kollegen aus dem Josef Lissner Laboratory for Biomedical Imaging möchte ich mich für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe, bei Dr. Michael Peller für den Austausch über Strahlenschutz und CT-Bildgebung und bei Prof. Dr. Michael Ingrisch für interessante Gespräche über MR-Bildgebung und die L^AT_EX-Vorlage bedanken.

Besonders bedanken möchte ich mich auch bei Ralf Gutjahr, meinem Co-Doktoranden im Nachbarteam bei Siemens Healthcare, für den lebhaften Austausch über alle Themen dieser Welt und das Korrekturlesen vieler Veröffentlichungen. Bei Madeleine Hertel, Masterandin und jetzt Doktorandin bei Siemens Healthcare, bedanke ich mich für die großartige Unterstützung bei den vielen Messungen!

Vor allem bedanke ich mich auch ganz herzlich bei meiner Frau Saskia für ihr Verständnis dieses Projekt zu beginnen und für die unendliche Geduld und Unterstützung bei dieser Arbeit. Es war nicht leicht in den letzten Jahre alles unter einen Hut zu bekommen und ich freue mich, nun wieder mehr Zeit für sie und unsere Tochter Mina zu haben.

EIDESSTATTLICHE VERSICHERUNG

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertation mit dem Thema „Optimierung der Computertomographie mit photonenzählenden Detektoren durch spektrale Filterung “ selbstständig verfasst, mich außer der angegebenen keiner weiteren Hilfsmittel bedient und alle Erkenntnisse, die aus dem Schrifttum ganz oder annähernd übernommen sind, als solche kenntlich gemacht und nach ihrer Herkunft unter Bezeichnung der Fundstelle einzeln nachgewiesen habe.

Ich erkläre des Weiteren, dass die hier vorgelegte Dissertation nicht in gleicher oder ähnlicher Form bei einer anderen Stelle zur Erlangung eines akademischen Grades eingereicht wurde.

München, November 2019

Christoph Polster